

Котельников В.А.

Собрание трудов



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ ®

УДК 52.1
ББК 22.63
К 73

Котельников В. А. **Собрание трудов. В 3 т. Т. 2. Космическая радиофизика и радиоастрономия** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 396 с. — ISBN 978-5-9221-1119-5.

Во второй том собрания трудов выдающегося российского ученого, академика В. А. Котельникова (1908–2005), подготовленного к 100-летию ученого, вошли его работы, которыми было положено начало новым научным направлениям в исследовании космоса — космической радиофизике и планетной радиолокации. Результаты этих исследований являются исключительно важными в изучении Солнечной системы и определили дальнейшее развитие всех космических программ.

Кроме того, в Приложение к этому тому включена последняя незаконченная работа В. А. Котельникова «Модельная нерелятивистская квантовая механика», черновики которой были опубликованы в 2008 году, уже после ухода Владимира Александровича из жизни. Публикуется также мнение специалиста об этой работе.

Для ученых, специалистов, студентов, а также для всех, кого интересует история развития и достижения отечественной науки в области исследования космоса и радиоастрономии.

Комиссия по изданию трудов В. А. Котельникова

Ю. В. Гуляев (председатель комиссии)

Н. Н. Удалов (зам. председателя комиссии)

Н. А. Арманд (главный редактор)

С. М. Володарская

Е. С. Зайко

Н. С. Кардашов

Н. В. Котельникова

С. А. Никитов

К. А. Победоносцев

С. М. Смольский

В. А. Черепенин

И. И. Чусов

Составитель — Н. В. Котельникова

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Использование эффекта Доплера для определения параметров орбиты искусственных спутников Земли (В. А. Котельников, В. М. Дубровин, В. А. Морозов, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской)	9
Прием и исследование особенностей радиосигналов советских космических ракет (В. А. Котельников, В. М. Дубровин, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской)	22
Radar Contact with Venus (V. A. Kotelnikov)	33
Радиолокационное наблюдение Венеры (Академик В. А. Котельников, В. М. Дубровин, М. Д. Кислик, Е. Б. Коренберг, В. П. Минашин, В. А. Морозов, Н. И. Никитский, Г. М. Петров, О. Н. Ржига и А. М. Шаховской)	39
Результаты радиолокации Венеры в 1961 г. (В. А. Котельников, В. М. Дубровин, В. А. Морозов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, З. Г. Трунова, А. М. Шаховской)	45
Радиолокационная установка, использовавшаяся при радиолокации Венеры в 1961 г. (В. А. Котельников, Л. В. Апраксин, В. О. Войтов, М. Г. Голубцов, В. М. Дубровин, Н. М. Зайцев, Е. Б. Коренберг, В. П. Минашин, В. А. Морозов, Н. И. Никитский, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской)	62
Радиолокация планеты Меркурий (В. А. Котельников, Г. Я. Гуськов, В. М. Дубровин, Б. А. Дубинский, М. Д. Кислик, Е. Б. Коренберг, В. П. Минашин, В. А. Морозов, Н. И. Никитский, Г. М. Петров, Г. А. Подопригора, О. Н. Ржига, А. В. Францессон, А. М. Шаховской)	75
Радиолокационные наблюдения Венеры в Советском Союзе в 1962 г. (В. А. Котельников, В. М. Дубровин, Б. А. Дубинский, М. Д. Кислик, Б. И. Кузнецов, И. В. Лишин, В. А. Морозов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, Г. А. Сыцко, А. М. Шаховской)	80
Радиолокация планеты Марс в Советском Союзе (В. А. Котельников, В. М. Дубровин, Б. А. Дубинский, М. Д. Кислик, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, А. П. Работягов, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской)	87

Уточнение астрономической единицы по результатам радиолокации планеты Венера в 1961 г. (В. А. Котельников, Б. А. Дубинский, М. Д. Кислик, Д. М. Цветков)	92
Радиолокация планет (В. А. Котельников)	99
Радиолокация планеты Юпитер (В. А. Котельников, Л. В. Апраксин, В. М. Дубровин, М. Д. Кислик, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. В. Францессон, А. М. Шаховской)	106
Успехи планетной радиолокации (В. А. Котельников, В. М. Дубровин, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской)	109
Радиолокационные наблюдения Венеры в Советском Союзе в 1964 г. (В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, Л. В. Апраксин, В. М. Дубровин, М. Д. Кислик, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. В. Францессон, А. М. Шаховской)	128
Étude des planètes à l'aide du Radar (Professeur V. Kotelnikov, V. Doubrovine, B. Kouznetsov, G. Petrov, O. Rjiga, A. Chakhovski)	133
Результаты измерений времени запаздывания и доплеровской поправки, полученные в радиолокационных наблюдениях Венеры в 1962, 1964, 1969, 1970 и 1972 гг. (В. А. Котельников, Э. Л. Аким, Ю. Н. Александров, В. Т. Гераскин, В. К. Головков, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, Б. И. Кузнецов, Ю. К. Наумкин, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. В. Францессон, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской)	154
Измерения времени запаздывания и доплеровской поправки в радиолокационных наблюдениях Венеры в 1975 г. (В. А. Котельников, Э. Л. Аким, Ю. Н. Александров, В. К. Головков, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, А. А. Крымов, Б. И. Кузнецов, Ю. К. Наумкин, Г. М. Петров, В. М. Подолянюк, О. Н. Ржига, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской)	176
Определение орбит Земли и Венеры, астрономической единицы и радиуса Венеры на основе радиолокационных наблюдений Венеры в 1962–1977 гг. (М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, академик В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов)	189
Определение орбит Марса и Земли на основе радиолокационных наблюдений Марса в 1964–1971 гг. (М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, академик В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов)	195
Результаты астрометрических измерений при радиолокации Венеры в 1977 г. (В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, В. К. Головков, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, А. А. Крымов, Ю. К. Наумкин, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской)	199
Определение орбит Венеры, Земли, Марса на основе радиолокационных наблюдений Венеры и Марса в 1962–1978 гг. (М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов)	209

Единая релятивистская теория движения внутренних планет Солнечной системы (М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, академик В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов)	213
Радиолокационные наблюдения Венеры и их использование для полетов межпланетных станций. Результаты наблюдений 1978 г. (В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, В. К. Головков, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, А. А. Крымов, Ю. К. Наумкин, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. Т. Тагаевский, В. Ф. Тихонов, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской)	218
Радиолокационные наблюдения Марса, Венеры и Меркурия на волне 39 см в 1980 г. (Ю. Н. Александров, А. С. Вышлов, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, С. П. Игнатов, В. И. Каевицер, академик В. А. Котельников, А. А. Крымов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. Т. Тагаевский, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской)	231
Результаты радиолокационных наблюдений Венеры на волне 39 см в 1980 г. (В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, Р. А. Андреев, А. С. Вышлов, В. М. Дубровин, В. А. Гришмановский, А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, А. А. Крымов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской)	237
Развитие радиолокационных исследований планет в Советском Союзе (В. А. Котельников, О. Н. Ржига, Ю. Н. Александров, В. М. Дубровин, В. А. Морозов, Г. М. Петров, А. М. Шаховской, А. В. Францессон)	246
Радиолокационная астрономия (В. А. Котельников, Г. М. Петров) . .	278
Радиолокационная астрономия (В. А. Котельников)	312
Связь с внеземными цивилизациями в радиодиапазоне (В. А. Котельников)	325
Радиосвязь с внеземными цивилизациями (В. А. Котельников)	331

Приложение

Размышления В. А. Котельникова о нерелятивистской квантовой механике (Н. В. Котельникова)	335
Модельная нерелятивистская квантовая механика (В. А. Котельников)	338
Введение	338
ГЛАВА 1. Построение модели	338
1.1. Основные положения нерелятивистской квантовой механики	338
1.2. Скорость частицы в нерелятивистской модельной квантовой механике	340
1.3. Силы в нерелятивистской модельной квантовой механике	342
1.4. Модель малой частицы в нерелятивистской модельной квантовой механике	343

ГЛАВА 2. Квазиполе	344
ГЛАВА 3. Частица в свободном пространстве	348
ГЛАВА 4. Прохождение сквозь отверстия. Интерференция	356
ГЛАВА 5. Стационарные состояния	360
ГЛАВА 6. Нестационарные процессы	374
Приложение 1	383
Приложение 2	384
Приложение 3	385
Приложение 4	390
О работе В. А. Котельникова «Нерелятивистская модельная квантовая механика» (А. А. Гриб)	392

Предисловие

Во второй том настоящего издания Собрания трудов выдающегося российского ученого Владимира Александровича Котельникова вошли работы по космической радиофизике и радиоастрономии.

С именем В. А. Котельникова связано становление и развитие нескольких направлений в исследовании космоса. Он по праву считается одним из основоположников космической радиофизики — Владимиром Александровичем были организованы и вместе с группой сотрудников проведены первые исследования по изучению особенностей распространения радиоволн в космическом пространстве. Владимир Александрович является одним из основоположников радиоастрономии — многие его работы по радиофизике, радиотехнике и информатике легли в основу создания современных радиотелескопов. Он лично осуществлял научное руководство и принимал непосредственное участие в работах по созданию первого наземного и первого космического планетных радиолокаторов, получению с их помощью детальных трехмерных изображений поверхности планет и проведению высокоточных измерений расстояний до них. Таким образом, В. А. Котельниковым было создано новое направление в исследовании космоса — планетная радиолокация. Первые эксперименты по радиолокации Венеры были проведены в 1961–1964 гг., Меркурия — в 1962 г., Марса — в 1963 г., Юпитера — в 1963 г. В результате этих блестящих исследований с высокой точностью определено значение астрономической единицы; создана и подтверждена дальнейшими измерениями новая теория движения внутренних планет Солнечной системы, использующая релятивистские уравнения небесной механики, базирующиеся на общей теории относительности, в которых учитывается изменение свойств пространства и времени под влиянием поля тяготения. Эти исследования привели к повышению точности измерения размеров Солнечной системы более чем в 100 раз, что имело исключительно важное значение и для астрономии, и для управления полетами дальних космических кораблей. Работы в этом направлении под руководством Владимира Александровича активно продолжались и в последующие годы. Идеи В. А. Котельникова и по сей день используются при создании систем управления и контроля движения космических аппаратов, а результаты радиофизических исследований распространения радиоволн в космосе и радиолокации планет являются исключительно важными в изучении Солнечной системы и определили дальнейшее развитие всех космических программ.

С 1961 по 1989 гг., являясь председателем Научного совета Академии наук СССР по проблеме «Радиоастрономия», Владимир Александрович руководил созданием всех радиотелескопов в стране и оснащением их современной электроникой. В результате были построены и начали работать несколько радиообсерваторий мирового уровня, были заложены и новые наземные и космические проекты, которые определили перспективное развитие нашей радиоастрономии. На этой основе развивались интенсивные исследования по нескольким десяткам программ, входивших в пятилетние координационные планы Академии наук и программы международного сотрудничества.

В 1980–2005 гг. Владимир Александрович — заместитель председателя Научного совета по космосу и возглавляет Совет по международному сотрудничеству в области исследования и использования космического пространства («Интеркосмос»).

Идеи В. А. Котельникова, касающиеся проблемы поиска внеземных цивилизаций (SETI), высказанные в работе «Связь с внеземными цивилизациями в радиодиапазоне», опередили свое время на несколько десятилетий. Он считал это направление очень интересным и важным, активно поддерживал развитие исследований и участвовал в нескольких отечественных и международных конференциях. И только спустя 20 лет были реализованы предложенные им системы с многоканальными приемниками, а к созданию многоантенной системы обнаружения приступили лишь более чем через 40 лет (в США).

В настоящий том Собрания сочинений включена также последняя незаконченная работа В. А. Котельникова — «Модельная нерелятивистская квантовая механика». Интерес к этому направлению физики у Владимира Александровича возник еще в молодости, в 1927 году, в самом начале его творческого пути. Он периодически просматривал выходившие в СССР книги по квантовой механике, но на ее серьезное изучение времени у него не хватало. «Поверхностное» же ознакомление с этой проблемой оставляло у Владимира Александровича чувство неудовлетворенности, и он мечтал когда-нибудь «все же в ней разобраться». Такая возможность у Владимира Александровича появилась лишь после 1997 года. К концу 2003 года его соображения по нерелятивистской квантовой механике сформировались «вчерне» в теорию, и он готов был обсудить получившиеся результаты со специалистами, но не успел. 11 февраля 2005 г. В. А. Котельников скончался. Так, на 97-м году жизни, творческий путь Владимира Александровича завершился почти законченной, но не опубликованной работой, черновики которой были опубликованы в 2008 году. В сборнике приводятся предыстория и история создания «Модельной нерелятивистской квантовой механики», а также мнение об этой работе специалиста в данной области.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТЫ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

*В. А. Котельников, В. М. Дубровин, В. А. Морозов, О. Н. Ржига,
А. М. Шаховской*

Радиотехника и электроника, № 7, 1958

Рассмотрен вопрос использования эффекта Доплера для определения параметров траектории искусственных спутников Земли (время максимального приближения к приемному пункту и соответствующие ему скорость и наклонная дальность). Данна методика определения этих параметров при аппроксимации орбиты касательной; оценены вытекающие из этого ошибки.

В экспериментальной части приведены результаты, полученные после обработки кривых изменения принимаемой частоты первого и второго советских спутников Земли. Показана возможность повышения точности измерения параметров.

Введение

При приеме электромагнитных колебаний, излучаемых передатчиком на искусственном спутнике Земли, смещение частоты из-за эффекта Доплера, вследствие большой скорости спутника, происходит в значительных пределах. Смещение принимаемой частоты зависит от радиальной скорости спутника и может быть использовано для определения момента времени, когда спутник находится на минимальном расстоянии от пункта приема и соответствующих этому моменту наклонной дальности и скорости.

1. Изменение принимаемой частоты при равномерном прямолинейном движении передатчика

В качестве первого приближения реальную орбиту в зоне прямой видимости можно заменить прямой, касающейся орбиты в точке B максимального приближения передатчика к пункту приема, и рассматривать равномерное прямолинейное движение со средней скоростью v_h . В этом случае все изменения радиуса-вектора $r = \overrightarrow{OA}$ ограничиваются

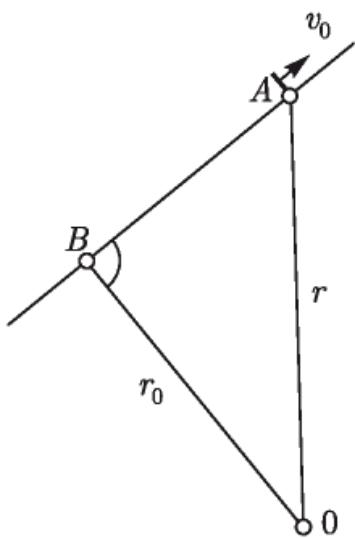


Рис. 1. Изменение радиуса-вектора при прямолинейном движении передатчика

одной плоскостью, проходящей через точку O , в которой производится прием, и прямую движения (рис. 1).

Как следует из рисунка,

$$r = \sqrt{r_0^2 + v_0^2 \Delta t^2}, \quad (1)$$

где $\Delta t = t - t_0$, t_0 — момент прохождения точки B , а $r_0 = \overrightarrow{OB}$ — соответствующая этому моменту наклонная дальность.

Смещение принимаемой частоты вследствие эффекта Доплера равно

$$\Delta F = -\frac{1}{\lambda} \frac{dr}{dt} = -\frac{v_0}{\lambda} \frac{\Delta t}{\sqrt{\Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0}\right)^2}}. \quad (2)$$

На графиках рис. 2 и 3 построен ряд кривых, рассчитанных по формуле (2), для длины волны излучаемого колебания $\lambda = 7,5$ м (ча-

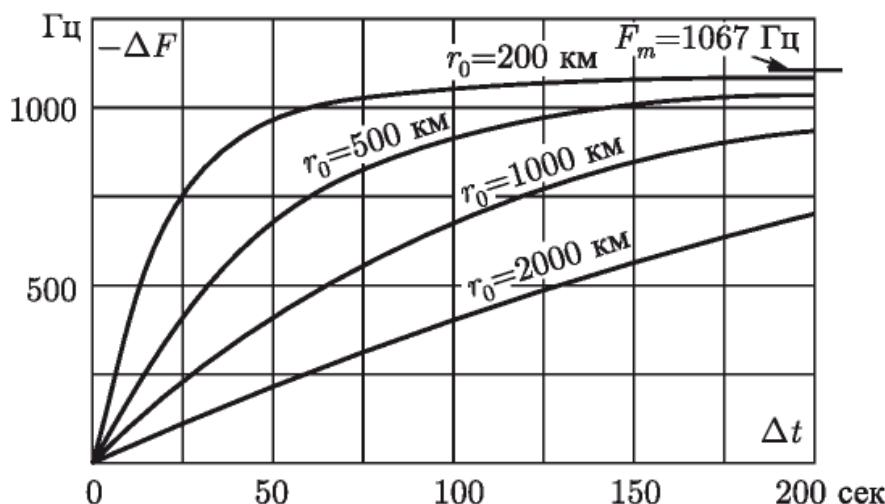


Рис. 2. Изменение принимаемой частоты в зависимости от минимального расстояния между передатчиком и приемником ($v_0 = 8000$ м/сек; $f_0 = 40$ МГц)

стота $f_0 = 40$ МГц) для различных значений r_0 и v_0 . Недостающие ветви для отрицательных значений Δt располагаются симметрично относительно точки $\Delta t = 0$. На этих графиках отмечены асимптотические значения $F_m = v_0/\lambda$, к которым стремится смещение частоты при неограниченном удалении передатчика.

2. Определение времени максимального приближения

Момент времени t_0 , соответствующий максимальному приближению передатчика к пункту приема, легко фиксировать, если известно истинное значение излучаемой частоты, поскольку в этот момент сме-

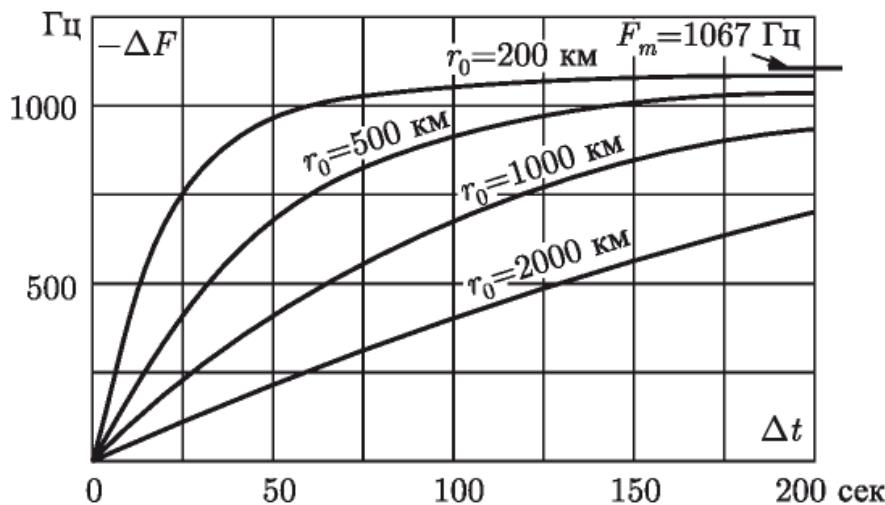


Рис. 3. Изменение принимаемой частоты в зависимости от скорости движения передатчика ($r_0 = 500$ км; $f_0 = 40$ МГц)

щение частоты $\Delta F = 0$. Оценим, исходя из допустимой погрешности δt определения времени максимального приближения t_0 , с какой точностью необходимо знать на приемном пункте частоту передатчика. Дифференцируя выражение (2), получим вблизи точки $\Delta t = 0$

$$\delta F = \frac{1}{\lambda} \frac{v_0^2}{r_0} \delta t. \quad (3)$$

Частота передатчика f_0 , следовательно, должна быть известна с точностью не хуже

$$\frac{\delta f_0}{f_0} = \frac{\delta F}{f_0} = \frac{1}{c} \frac{v_0^2}{r_0} \delta t. \quad (4)$$

Так при $v_0 = 8000$ м/сек и $r_0 = 200$ км, если потребовать точность в определении t_0 порядка 0,1 сек, частоту передатчика нужно знать с точностью не хуже 10^{-7} . При больших наклонных дальностях эти требования соответственно возрастают.

Для определения момента t_0 , когда истинное значение излучаемой частоты точно неизвестно, можно воспользоваться свойствами симметрии кривой по формуле (2). Для этого проводится секущая (рис. 4), положение которой подбирается так, чтобы отрезки 1–0 и 0–1', определяемые ходом кривой изменения частоты, были бы равны друг другу. В результате построения получается точка 0, которая соответствует моменту t_0 , так как обе ветви кривой располагаются относительно нее симметрично. Этот метод использует центральную область кривой изменения частоты, где уменьшается влияние факторов случайного характера (помехи, медленный уход частоты передатчика), и позволяет поэтому более точно определить время максимального приближения. Точность определения t_0 повышается, если проводить ряд секущих с разным наклоном и брать среднее значение.

При задании кривой изменения частоты в форме табличных значений времени t и частоты F точку t_0 можно определять, не прибегая

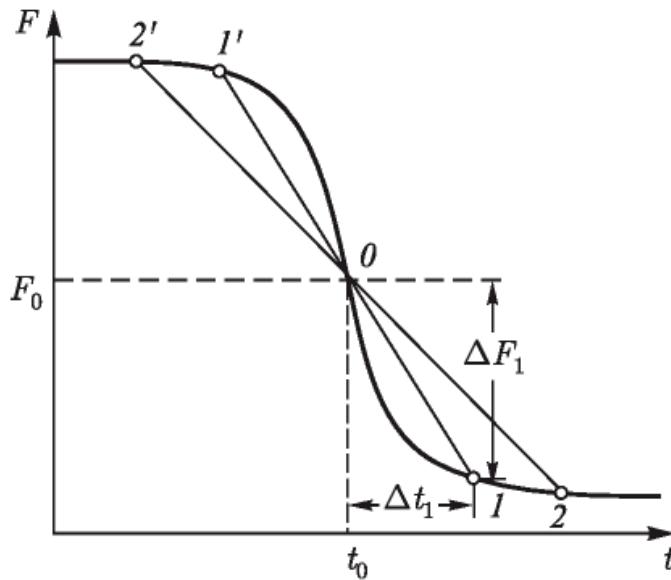


Рис. 4. Определение времени максимального приближения t_0

к графическому построению. С этой целью кривая на тех участках, где она пересекается секущей, заменяется отрезками прямых

$$F = at + b, \quad (5)$$

$$F = ct + d, \quad (6)$$

проходящих через две близлежащие точки кривой: 2 и 3 и соответственно 4 и 5 (рис. 5). Коэффициенты a, b, c, d равны:

$$a = \frac{F_3 - F_2}{t_3 - t_2}, \quad b = \frac{t_3 F_2 - t_2 F_3}{t_3 - t_2}, \quad (7)$$

$$c = \frac{F_5 - F_4}{t_5 - t_4}, \quad d = \frac{t_5 F_4 - t_4 F_5}{t_5 - t_4}. \quad (8)$$

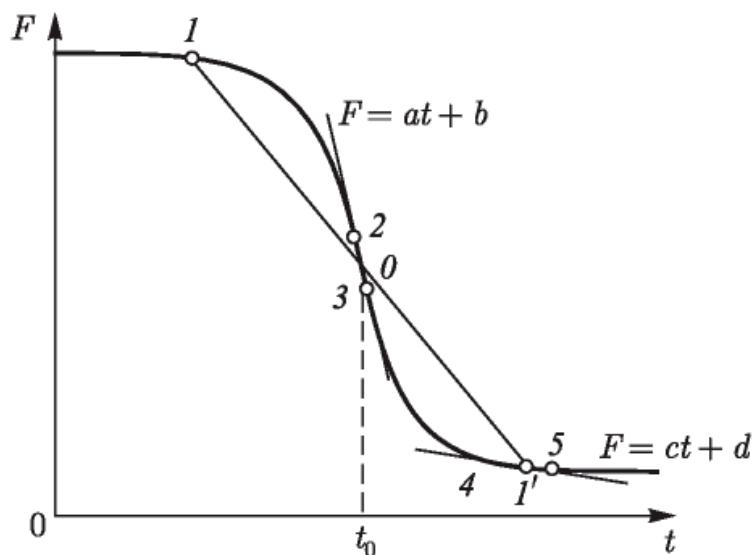


Рис. 5. Применение линейной интерполяции при определении t_0

Тогда точка t_0 , определяемая как середина секущей между точкой 1 и отрезком 4–5, находится из выражения

$$t_0 = \frac{d - 2b + F_1 - ct_1}{2(a - c)}. \quad (9)$$

Более высокая точность определения t_0 получается при замене кривой па участке 4–5 параболой.

После определения момента t_0 можно, не зная частоты передатчика, находить смещение частоты ΔF .

3. Определение скорости движения и наклонной дальности

Крутизна изменения принимаемой частоты зависит от относительного положения передатчика и приемника и достигает своего максимального значения, равного $-\frac{1}{\lambda} \frac{v_0^2}{r_0}$ в момент $t = t_0$. Поэтому, если известна скорость движения v_0 (например, из предварительных расчетов орбиты спутника), то, определив наклон касательной F' к кривой изменения частоты в точке максимальной крутизны, найдем расстояние до траектории

$$r_0 = \frac{1}{\lambda} \frac{v_0^2}{-F'}. \quad (10)$$

Более детальная обработка кривой изменения частоты позволяет вместе с r_0 определить также и v_0 . Действительно, возведением в квадрат и группировкой членов выражение (2) приводится к виду

$$\frac{v_0^2}{\lambda^2} \left(\frac{\Delta t^2}{\Delta F^2} \right) - \Delta t^2 = \frac{r_0^2}{v_0^2}. \quad (11)$$

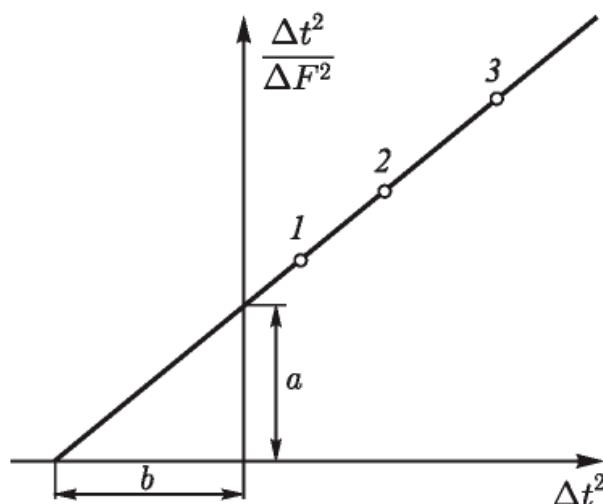


Рис. 6.

Полученная зависимость в координатах Δt^2 и $\Delta t^2 / \Delta F^2$ соответствует некоторой прямой, определяемой параметрами v_0 , r_0 и λ (рис. 6).

В силу уравнения (11), все точки кривой рис. 4 в новых переменных оказываются на одной прямой. Эта прямая отсекает на осях координат отрезки a и b , которые, как следует из этого уравнения, равны:

$$a = \frac{\Delta t^2}{\Delta F^2} \Big|_{\Delta t^2=0} = \lambda^2 \frac{r_0^2}{v_0^4}, \quad (12)$$

$$b = -\Delta t^2 \Big|_{\frac{\Delta t^2}{\Delta F^2}=0} = \frac{r_0^2}{v_0^2}, \quad (13)$$

откуда находим

$$v_0 = \lambda \sqrt{\frac{b}{a}}, \quad (14)$$

$$r_0 = v_0 \sqrt{b} = \lambda \frac{b}{\sqrt{a}}. \quad (15)$$

Графический метод определение величин a и b имеет некоторое преимущество перед аналитическим благодаря своей наглядности, позволяющей, в частности, быстро судить о порядке возможных ошибок.

4. Изменение принимаемой частоты при равномерно-ускоренном прямолинейном движении передатчика

При равномерно-ускоренном прямолинейном движении с постоянным ускорением a_0 расстояние между передатчиком и приемником равно

$$r = \sqrt{r_0^2 - \left(v_0 \Delta t + a_0 \frac{\Delta t^2}{2} \right)^2}, \quad (16)$$

где v_0 — величина скорости в момент максимального приближении, а смещение принимаемой частоты

$$\Delta F = -\frac{1}{\lambda} \frac{dr}{dt} = -\frac{v_0}{\lambda} \frac{\Delta t + \frac{3}{2} \frac{a_0}{v_0} \Delta t + \frac{1}{2} \frac{a_0^2}{v_0^2} \Delta t^2}{\sqrt{\left(1 + \frac{1}{2} \frac{a_0}{v_0} \Delta t \right)^2 \Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0} \right)^2}} \Delta t. \quad (17)$$

Принимая во внимание малость отношения a_0/v_0 (для второго спутника максимальное ускорение на орбите не превышало 1 м/сек² и было еще меньше для первого), выражение (17) для не очень больших Δt , соответствующих зоне прямой видимости, можно переписать в виде

$$\Delta F \simeq -\frac{v_0}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{\Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0} \right)^2}} \left[\Delta t + \frac{1}{2} \frac{a_0}{v_0} \Delta t^2 \left(3 - \frac{\Delta t^2}{\Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0} \right)^2} \right) \right]. \quad (18)$$

Как и в случае равномерного движения (2), при движении с постоянным ускорением смещение принимаемой частоты в момент $\Delta t = 0$ проходит через нуль, однако кривая принимаемой частоты искажается и перестает быть симметричной (рис. 7). Вследствие этого при определении времени максимального приближения описанным ранее методом возникает некоторая ошибка δt , которая будет тем существеннее, чем больше отношение a_0/v_0 и чем положе идет секущая. Определяя t_0 при разных наклонах секущей, можно обнаружить наличие этой ошибки.

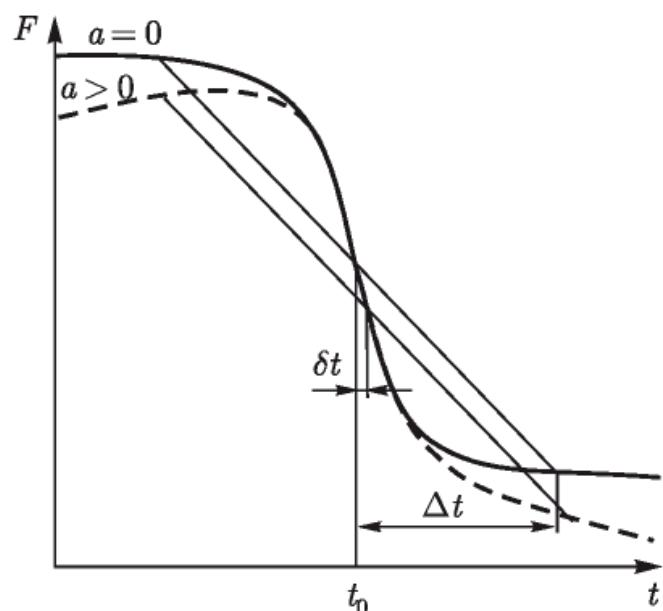


Рис. 7. Искажение кривой изменения частоты под влиянием постоянного ускорения

На рис. 8 построены графики ошибок δt в определении момента t_0 в функции величины Δt (проекции отрезка секущей на горизонтальную ось) для $v_0 = 8000$ м/сек и $a_0 = 1$ м/сек². В точках орбиты, расположенных вблизи апогея или перигея, где ускорение близко к нулю, эта ошибка будет соответственно меньше.

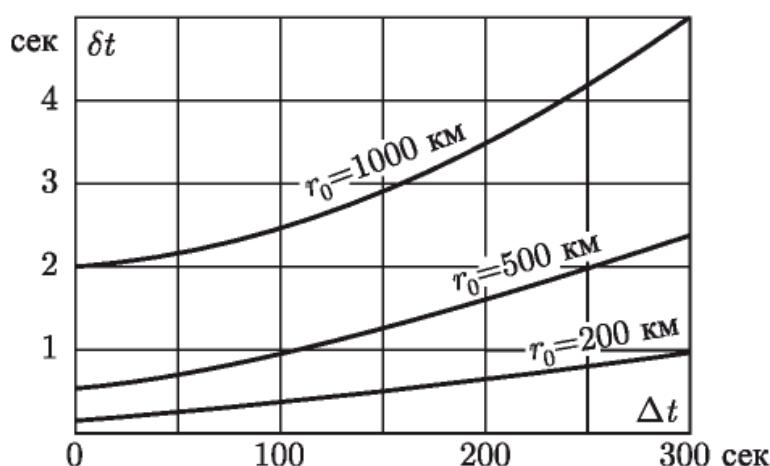


Рис. 8. Влияние ускорения на определение t_0 ($v_0 = 8000$ м/сек, $a_0 = 1$ м/сек²)

Ошибками по скорости v_0 и наклонной дальности r_0 , вызванными постоянным ускорением, можно, видимо, пренебречь. Действительно, второй член выражения (18), отражающий влияние ускорения, является четной функцией времени Δt и, если параметры v_0 и r_0 определяются по приращениям времени и частоты в точках, расположенных примерно симметрично относительно точки $\Delta t = 0$ (рис. 7), взаимно компенсируется.

5. Влияние кривизны траектории

Более высокая степень приближения будет получаться, если часть орбиты, попадающую в зону прямой видимости, заменить дугой круга кривизны орбиты в точке максимального приближения. Рассмотрим случаи, когда точка наблюдения лежит в плоскости круга кривизны.

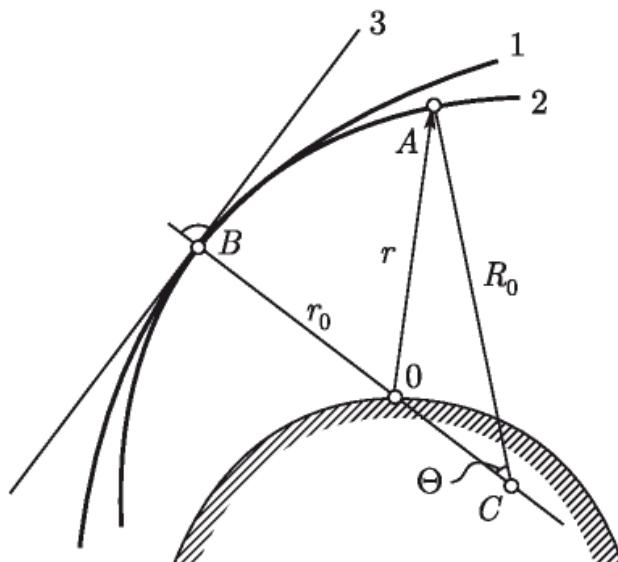


Рис. 9. Замена орбиты кругом кривизны

На рис. 9 изображены истинная траектория движения 1, круг кривизны 2 с центром в точке C и касательная 3 к орбите в точке максимального приближения B . Обозначим минимальный радиус-вектор $\overrightarrow{OB} = r_0$ и радиус круга кривизны $\overrightarrow{CB} = R_0$. Тогда из треугольника AOC длина текущего радиуса-вектора \overrightarrow{AO} определится как

$$r = \sqrt{R_0^2 + (R_0 - r_0)^2 - 2R_0(R_0 - r_0) \cos \Theta}, \quad (19)$$

а радиальная скорость точки A будет равна

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\Theta} \frac{d\Theta}{dt} = \frac{R_0(R_0 - r_0) \sin \Theta}{\sqrt{2R_0(R_0 - r_0)(1 - \cos \Theta) + r_0^2}} \frac{d\Theta}{dt}. \quad (20)$$

При равномерном движении по окружности со скоростью v_0 центральный угол

$$\Theta = \frac{v_0}{R_0} \Delta t, \quad (21)$$

где $\Delta t = t - t_0$, откуда

$$\Delta F = -\frac{1}{\lambda} \frac{dr}{dt} = -\frac{v_0}{\lambda} \frac{(R_0 - r_0) \sin \Theta}{\sqrt{2R_0(R_0 - r_0)(1 - \cos \Theta) + r_0^2}}. \quad (22)$$

В зоне прямой видимости угол θ оказывается небольшим и, поскольку $r_0/R_0 \ll 1$, тригонометрические функции могут быть заменены

$$\sin \Theta \simeq \Theta, \quad \cos \Theta \simeq 1 - \frac{\Theta^2}{2}.$$

Тогда

$$\Delta F \simeq -\frac{v_0}{\lambda} \sqrt{\frac{R_0 - r_0}{R_0}} \frac{\Delta t}{\sqrt{\Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0}\right)^2 \frac{R_0}{R_0 - r_0}}}. \quad (23)$$

Сравнивая (23) и (2), можно заключить, что закон изменения принимаемой частоты для круговой траектории вблизи $\Delta t = 0$ тот же, что и для линейной траектории, но в формулу (23) для круговой аппроксимации входит не вся скорость движения v_0 , а ее приуменьшенное значение

$$v_0 \sqrt{\frac{R_0 - r_0}{R_0}} \simeq v_0 \left(1 - \frac{r_0}{2R_0}\right). \quad (24)$$

Поэтому методика определения параметров t_0 , v_0 и r_0 , разработанная для линейной траектории движения, может быть использована и в случае круговой и эллиптической орбит в окрестности точки максимального приближения. Следует учитывать, однако, что найденное значение скорости будет занижено против истинной и тем больше, чем больше наклонная дальность r_0 для максимального приближения.

6. Аппаратура и методика эксперимента

Экспериментальная проверка возможности определения параметров орбиты по эффекту Доплера проводилась в ИРЭ АН СССР при использовании сигналов первого и второго искусственных спутников Земли. Для повышения точности наблюдения велись за сигналом на частоте 40002 кГц, который в меньшей степени подвержен влиянию ионосферы, и где эффект Доплера выражен сильнее.

Был изготовлен простейший конвертер, рассчитанный на работу в диапазоне 40 МГц совместно с профессиональным коротковолновым приемником типа Р-250. Приемной антенной служил полуволновый диполь, установленный на высоте, равной четверти длины волны, над крышей здания и ориентированный по меридиану.

На вход конвертера подавались также колебания кварцевого калибратора КК-6. Избирательной системой приемника выделялась вместе с принятым колебанием 32-я гармоника калибратора на частоте 40 000 кГц, которая использовалась в качестве стабильного по частоте

эталонного колебания. Полученные в результате совместного детектирования этих колебаний низкочастотные биения записывались на магнитную ленту магнитофоном типа МАГ-8М¹⁾. Полоса пропускания приемника по промежуточной и низкой частотам устанавливалась равной 3 кГц.

Основные наблюдения проводились в то время, когда передатчик излучал неманипулированное колебание. Для компенсации частых замираний, вызываемых вращением корпуса спутника, прием велся с автоматической регулировкой усиления. Мощность излучения передатчиков спутников обеспечивала при высоком уровне помех в центре Москвы уверенный прием сигнала в пределах всей зоны прямой видимости. На дальностях до 700–1000 км сила сигнала была достаточной, чтобы его замирания практически полностью компенсировались действием системы АРУ. Всего и течение суток можно было наблюдать 6–7 последовательных прохождений спутника в зоне прямой видимости.

Привязка магнитных записей во времени производилась перед началом и в конце сеанса через микрофон — голосом по секундомеру; позднее для этой цели был приспособлен печатающий хронограф типа 21-П. В конце каждого часа во время наблюдения проверялась точность хода хронографа по радиосигналам. Как показала такая проверка, разница в показаниях хронографа от часа к часу не превышает 0,01 сек.

Обработка магнитных записей с эффектом Доплера производилась сравнением на экране осциллографа принятых колебаний с колебаниями генератора низкой частоты 101-И. В момент равенства частот, о чем можно было судить по эллипсу на экране, оператор, используя секундомер или хронограф, делал отметку времени. Затем генератор перестраивался на 100 Гц ниже по диапазону, и в момент нового совпадения частот производилась следующая отметка.

На основании полученных данных строились кривые изменения принимаемой частоты в зависимости от времени. На рис. 10 приведена типичная кривая изменения частоты во время сеанса 10 октября 1957 г.

Параметры орбиты t_0 , r_0 и v_0 определялись графически согласно методике, изложенной в §§ 2 и 3. При построении оказалось, что, ввиду кривизны орбиты, точки кривой изменения частоты образуют в новых координатах (Δt^2 , $\Delta t^2/\Delta F^2$) вместо прямой линии некоторую параболу. Однако при небольших значения Δt^2 параболическая составляющая получается достаточно малой, и парабола может быть заменена своей касательной (рис. 11), которая и использовалась в дальнейшем для определения r_0 и v_0 . Значения параметров для точек 1, 2, 3, 4 и 5 рис. 11 приведены в таблице.

¹⁾ Магнитная запись представляет известные удобства для хранения и обработки материала. Однако магнитофон может вносить значительные ошибки. Для исключения этих ошибок было проведено несколько сеансов измерения частоты прямо по принятым колебаниям с выхода приемника, минуя магнитофон.

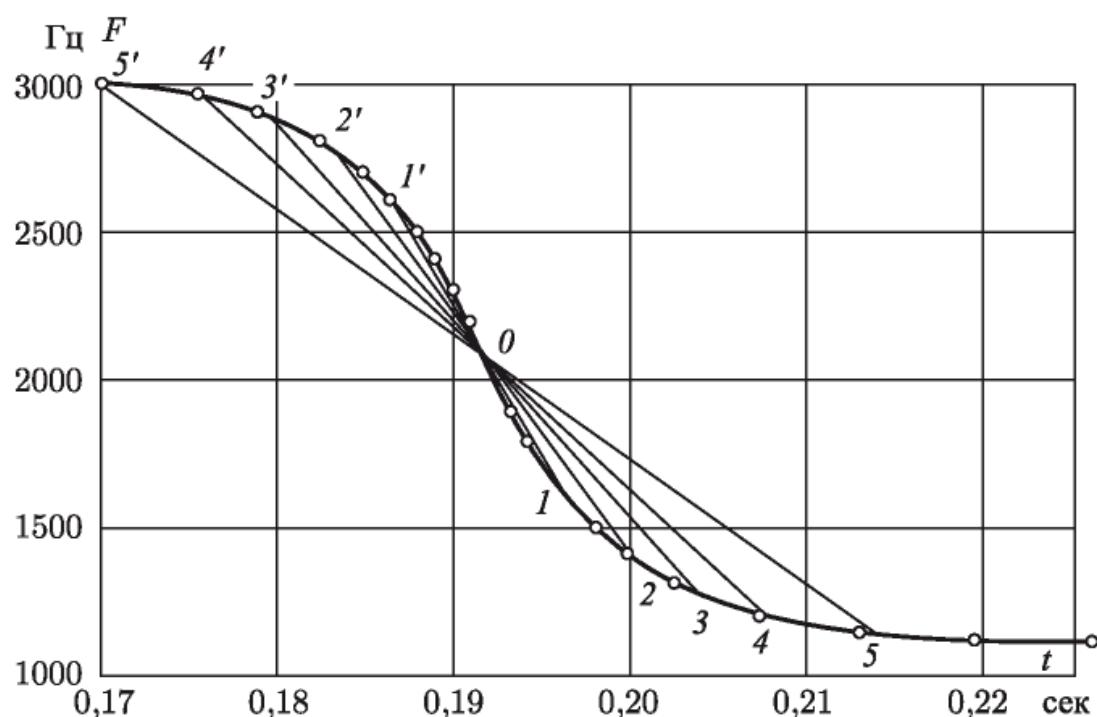


Рис. 10. Изменение принимаемой частоты во время сеанса 10 октября 1057 г.,
 $t_0 = 00.19.11$ ($v_0 = 7,5 \sqrt{\frac{30,3 \times 10^2}{28,5 \times 10^{-4}}} = 7740$ м/сек; $r_0 = 7740\sqrt{30,3 \times 10^2} = 427 \times 10^3$ м)

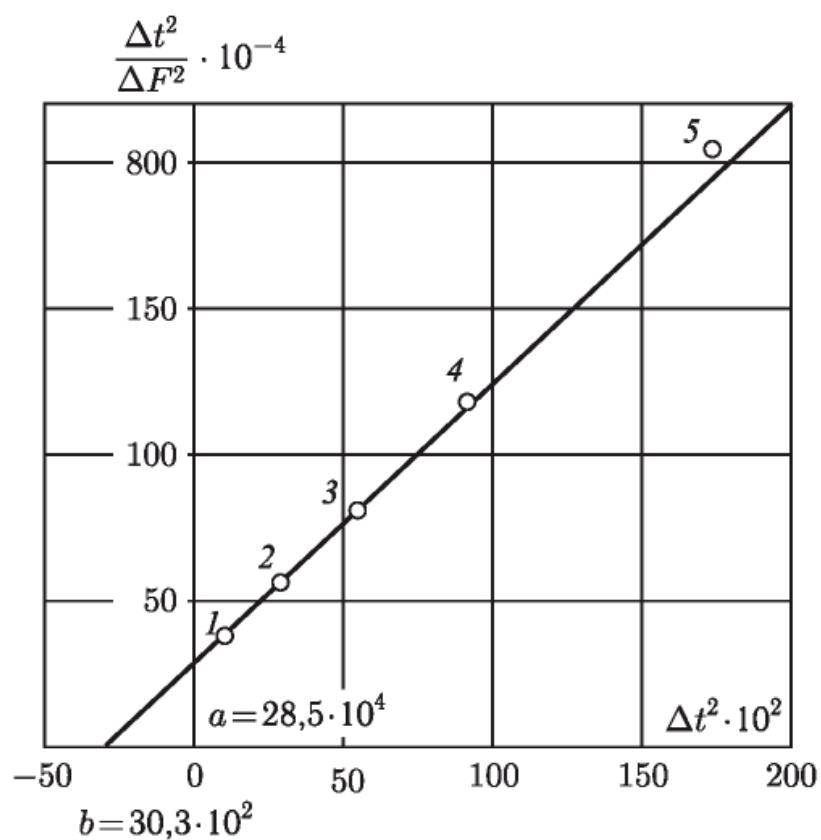


Рис. 11. Влияние кривизны траектории при определении r_0 и v_0

Таблица

№точек	$2\Delta t$	$2\Delta F$	$\Delta t \cdot 10^2$	$\frac{\Delta t^2}{\Delta F^2} \cdot 10^{-4}$
1	63,5	1025	10,1	38,2
2	108,5	1440	29,5	56,7
3	148	1630	55	82,5
4	192,5	1755	92,5	120
5	263	1830	173	207

7. Точность определения параметров по эффекту Доплера

Точность определения времени максимального приближения на кривой оценивалась по разбросу точек, соответствующих 10–15 секущим, проведенным под различным наклоном к горизонтальной оси. Среднеквадратичное отклонение точек пересечения кривых секущими составило $\pm(0,2 \div 0,4)$ сек для наклонных дальностей $250 \div 500$ км и до ± 1 сек на дальностях порядка 1000 км.

Точность определения скорости v_0 на орбите оценивалась сравнением экспериментально найденных значений отдельно для восходящих и нисходящих витков. Отклонения скорости оказались в пределах $\pm 3\%$ для малых и средних дальностей и несколько выше для больших. Наклонная дальность r_0 максимального приближения определяется примерно с той же точностью.

Дальнейшее повышение точности определения параметров можно получить увеличением частоты передатчика с целью уменьшения влияния ионосферы или исключением этого влияния при одновременном наблюдении на двух частотах и внесением поправок на неравномерность и непрямолинейность движения, исходя из приближенного знания орбиты. Улучшение привязки кривых к точному времени и использование более совершенных схем измерения частоты принимаемого колебания также позволит уточнить результаты.

Для проверки потенциальных возможностей метода был проделан эксперимент, состоящий в том, что принимаемые от спутника колебания смешивались со стабильными колебаниями опорной частоты, и полученные нулевые биения записывались шлейфовым осциллографом на кинопленку. На рис. 12 изображен участок осциллограммы, соответствующий совпадению частот принятого и опорного колебаний. Записывая на осциллограмме одновременно метки времени, можно, используя симметрию кривой биений, установить момент равенства частот. Судя по приводимому снимку, точность фиксации момента совпадения частот может достигать сотых долей секунды. В описанной схеме получается большой выигрыш в помехоустойчивости благодаря

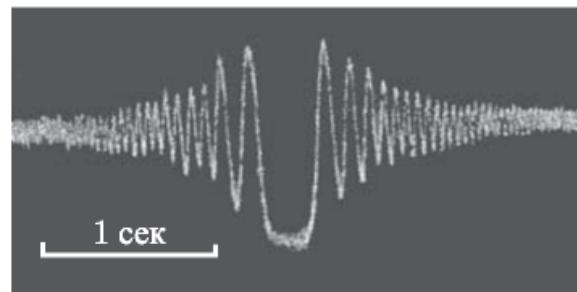


Рис. 12. Кривая биений на выходе фазового детектора

применению на входе шлейфового осциллографа фильтра низких частот, полоса которого может быть сокращена до нескольких герц.

Заключение

Наблюдения за сигналами первых искусственных спутников Земли показывают, что эффект Доплера с успехом может использоваться для определения параметров их орбиты. В зависимости от удаления орбиты от приемного пункта точность определения времени прохождения минимального расстояния составляла $0,2 \div 1$ сек, а скорость и наклонная дальность определялись с точностью порядка $3 \div 5\%$. Более точная привязка кривых изменения частоты во времени и использование схем автоматического измерения частоты, очевидно, позволит снизить аппаратурные ошибки до сотых долей секунды.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР

Поступила в редакцию 11 IV 1958

ПРИЕМ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАДИОСИГНАЛОВ СОВЕТСКИХ КОСМИЧЕСКИХ РАКЕТ

В. А. Котельников, В. М. Дубровин, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской

Искусственные спутники земли. Вып. 17, 1963 г.

В настоящей статье приведены результаты наблюдений за радиосигналами трех советских космических ракет, запущенных в 1959 г. в сторону Луны. Некоторые данные об этих ракетах приведены в таблице.

Название	Задача полета	Дата запуска	Частоты передатчиков, МГц
1-я ракета	Пролет вблизи Луны	2 января	19,993 и 183,600
2-я ракета	Попадание в Луну	12 сентября	19,993, 39,986 и 183,600
3-я ракета	Облет и фотографирование обратной стороны Луны	4 октября	39,986 и 183,600

1. Установка для одновременного приема и регистрации сигналов на частотах 20 и 40 МГц

Коротковолновые передатчики, установленные на контейнере с научной аппаратурой 2-й советской космической ракеты, имели общий задающий генератор, стабилизированный кварцем, и кратные рабочие частоты 19,993 и 39,986 МГц. Передатчики работали в телеграфном режиме так, что пауза одного из них соответствовала излучению другого и наоборот. Кратность рабочих частот передатчиков была использована при конструировании приемной установки для одновременной настройки на обе частоты.

Приемная часть установки, блок-схема которой показана на рис. 1, имеет два канала — один на 20 МГц, другой на 40 МГц. Канал на 20 МГц состоит из антенны 1 с антенным усилителем 3 и коротковолнового приемника 5. В канале 40 МГц после антеннного усилителя 4 включен смеситель 6 с гетеродином 7, понижающий частоту сигнала, поступающего на вход коротковолнового приемника 8, до 3 МГц.

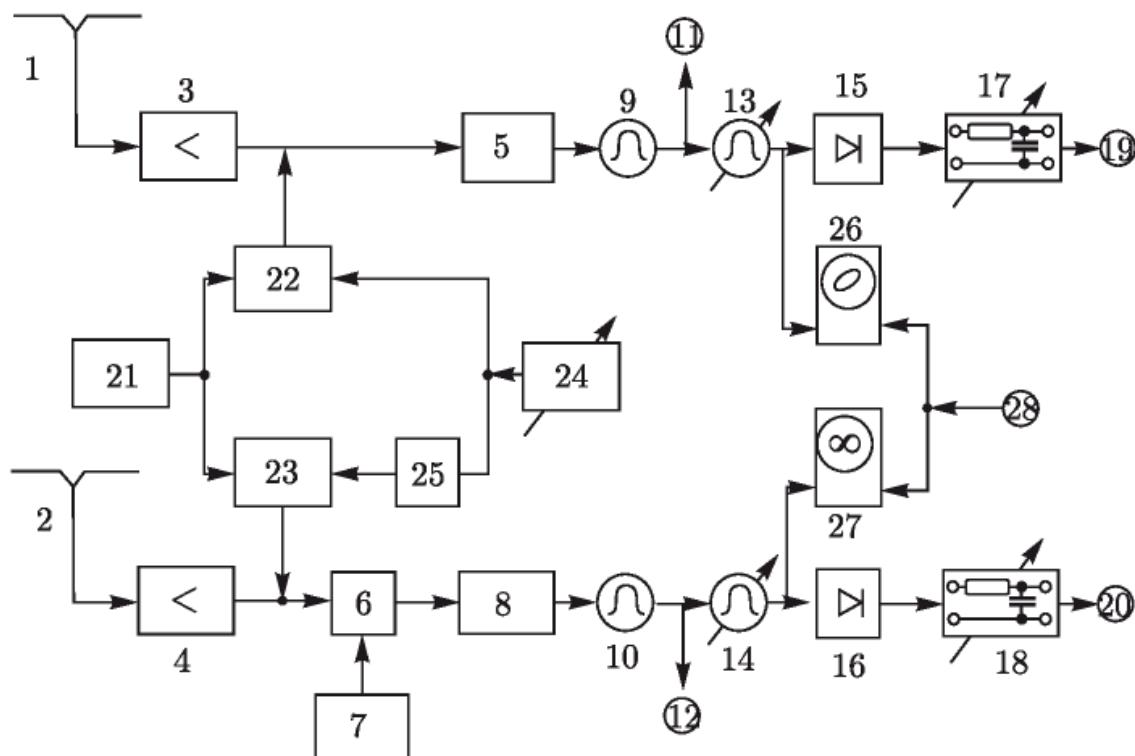


Рис. 1. Блок-схема установки для одновременного приема и регистрации сигналом на частотах 20 и 40 МГц: 1, 2 — антенны типа «волновой канал» на 20 и 40 МГц соответственно; 3, 4 — антенные усилители; 5 — приемник на 20 МГц; 6, 7 — смесители и гетеродин ($J_g = 37$ МГц) в канале 40 МГц, 8 — коротковолновой приемник в канале 40 МГц; 9, 10 — полосовые фильтры на 1 и 2 кГц соответственно; 11, 12 — выходы каналов на магнитную запись; 13, 14 — узкополосные фильтры (на 1 и 2 кГц); 15, 16 — детекторы огибающей; 17, 18 — интегрирующие цепочки; 19, 20 — выходы к самописцам; 21 — генератор эталонной частоты 2 МГц; 22, 23 — умножители-модуляторы; 24 — генератор модулирующей частоты (8 кГц); 25 — удвоитель модулирующей частоты; 26, 27 — контрольные осциллографы; 28 — вспомогательное напряжение частоты 1 кГц

Чтобы исключить влияние настроек приемников и нестабильность частоты гетеродинов, в каналы вводятся колебания опорных частот, дающие с сигналом при совместном детектировании в приемниках биения разностной (низкой) частоты. Источником колебаний опорных частот служат умножители-модуляторы 22 и 23. На первые сетки ламп этих умножителей от генератора 21, стабилизированного кварцем в пассивном термостате, поступает колебание с частотой 2 МГц, а на третьи сетки — модулирующее напряжение с частотой f_b от генератора 24. Спектр колебаний в анодной цепи умножителей-модуляторов образован составляющими основных частот, следующих через 2 МГц, и их боковых частот. В канале 20 МГц боковые частоты отстоят от основных на $\pm f_b$, а в канале 40 МГц вдвое дальше, так как частота модулирующего колебания в этом канале предварительно удваивается умножителем 25. При настройке на сигнал из всей суммы колебаний в приемниках вместе с сигналом выделяются только нижние боковые

составляющие с частотами $(20 - f_b)$ МГц и $(40 - 2f_b)$ МГц. Частоты этих боковых составляющих отличаются ровно в два раза.

Изменяя настройку генератора модулирующей частоты, устанавливают частоту биений сигнала и опорного колебания в канале 20 МГц равной 1 кГц; при этом в канале 40 МГц частота биений будет 2 кГц. Приемники настраивают таким образом, чтобы сигнал оказался в центре, а опорное колебание — на краю полосы пропускания усилителя промежуточной частоты каждого из приемников; тогда зеркальные каналы будут вне полосы пропускания приемников.

Точность настройки контролируется с помощью осциллографов 26, 27 по фигурам Лиссажу, образованным биениями па выходе приемников и вспомогательным напряжением частоты 1000 Гц от кварцевого генератора 28. Если излучаемые передатчиками частоты находятся в строго кратном отношении, то при точной настройке на экранах осциллографов одновременно наблюдаются неподвижные изображения: эллипс в канале 20 МГц и фигура, напоминающая восьмерку, в канале 40 МГц.

Описанная схема двухканального приема оказалась особенно полезной в случае приема слабого сигнала с глубокими замираниями. Если при этом в одном из каналов сигнал терялся на фоне помех, то его можно было наблюдать в другом канале.

Огибающие биений на выходе приемников выделяются детекторами 15 и 16 и регистрируются на бумажной ленте самописцами 19 и 20. Изменяя параметры интегрирующих цепочек 17, 18, можно менять постоянную времени детекторов в пределах от 0,5 до 5 сек. Перед детекторами включены полосовые фильтры 13, 14 с переменной полосой пропускания. Полоса пропускания фильтра 13 в канале 20 МГц может принимать одно из трех значений — 50, 100 или 250 Гц; значения полосы пропускания фильтра 14 в канале 40 МГц в два раза больше.

Сигналы по обоим каналам фиксировались также на магнитную ленту (с точек 11 и 12). Помимо биений с частотами 1 кГц и 2 кГц, на магнитную ленту записывалось масштабное колебание частоты 300 Гц от кварцевого генератора. Начало записи этого колебания на ленте точно соответствовало определенной минуте астрономического времени. Чтобы избежать попадания шума из одного канала в другой при сложении каналов, на выходе приемников поставлены полосовые фильтры 9 и 10. Благодаря этому записанные колебания при воспроизведении записи могут быть разделены при помощи полосовых фильтров. Для приема сигналов 1-й и 3-й ракет использовались несколько видоизмененные варианты этой же блок-схемы. Так, например, для приема сигналов 3-й космической ракеты на частоте 183,6 МГц использовался канал 20 МГц с конвертером, понижающим частоты сигнала.

Общий вид антенн типа «волновой канал», использовавшихся для приема сигналов космических ракет, показан на рис. 2. Антенна на частоту 20 МГц — двухъярусная, трехэлементная, а на частоту 40 МГц — десятиэлементная с двумя независимыми каналами для приема сиг-

налов с взаимно перпендикулярными поляризациями. Антенны имеют установку по азимуту и углу места. Коэффициент усиления антенны на 20 МГц равен 8–10, антенны на 40 МГц — около 20; эффективная площадь антенн 200 и 100 м² соответственно.

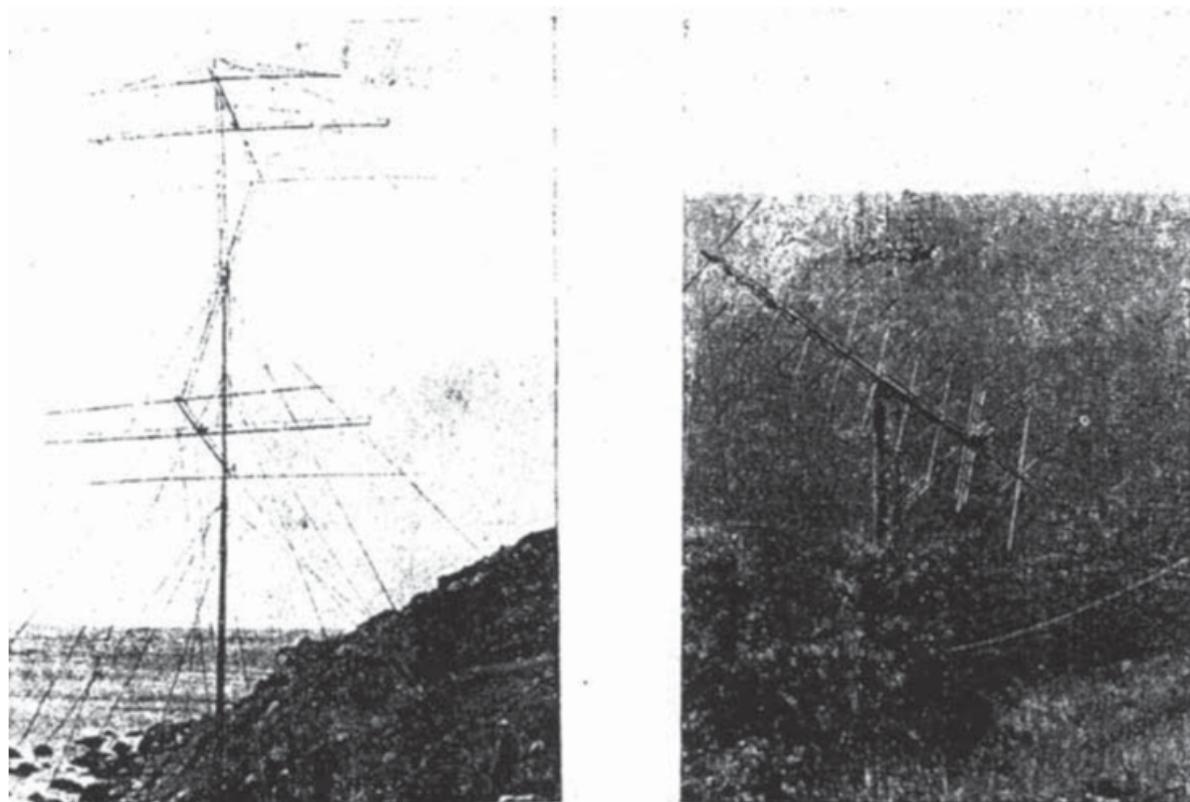


Рис. 2. Антенны, использовавшиеся для приема радиосигналов советских космических ракет: *а* — антenna на 20 МГц, *б* — антenna на 40 МГц

Антенные усилители, служащие для компенсации потерь в фидерах и улучшения чувствительности приемников, имели фактор шума 3–5 в канале 20 МГц и около 2 в канале 40 МГц. Реальная чувствительность приемной установки определялась в основном интенсивностью космического радиоизлучения, эффективная температура которого на частоте 40 МГц составляет, как известно, несколько тысяч градусов, на частоте 20 МГц даже несколько десятков тысяч градусов.

Работа всей установки неоднократно проверялась по сигналам передатчика 3-го советского искусственного спутника Земли на основной частоте (20,005 МГц) и на ее второй гармонике (40,010 МГц). При этом превышение уровня сигнала второй гармоники передатчика над шумами в полосе 100 Гц достигало 10 раз и более (по напряжению).

2. Наблюдения за радиосигналами советских космических ракет

Прием на частоте 20 МГц начинался спустя примерно 20–30 мин после восхода контейнера, когда он попадал в нижний лепесток диа-

граммы направленности приемной антенны. Осциллограммы сигналов 1-й космической ракеты на частоте 20 МГц (полоса пропускания приемника 250 Гц) приведены на рис. 3. Эти сигналы были записаны 3.I.1959 г. в 3 час. 41 мин., когда контейнер находился в 115 000 км от Земли. На осциллограммах видны поляризационные замирания сигнала, связанные с вращением контейнера и следовавшие с периодом около 1 мин.

Приемные антенны были установлены на крутом берегу моря (см. рис. 2). Вследствие значительной ширины диаграммы направленности, кроме прямого луча, принимался также луч, отраженный от поверхности моря. В зависимости от разности фаз обоих колебаний сигнал усиливался или ослаблялся. Период этих изменений силы сигнала, зависящий от высоты антенны над уровнем моря и скорости изменения угла падения сигнала, составлял в среднем 1 час.

Чтобы использовать это явление для увеличения сигнала на частоте 20 МГц, ниже первой антенны (см. рис. 2) была установлена вторая антenna, подобная первой. Благодаря разной высоте над уровнем моря максимумы приема первой антенны при изменении угла падения сигнала попадали на минимумы второй, а максимумы второй — на минимумы первой. Когда на выходе одной антенны сигнал начинал ослабевать, приемник подключался ко второй антенне. При сложении интерферирующих колебаний в фазе наблюдалось заметное возрастание силы сигнала.

Окончание приема на частоте 20 МГц происходило задолго до того, как контейнер выходил из зоны прямой видимости, и совпадало по времени с восходом Солнца. Перед восходом Солнца сигнал начинал ослабевать, увеличивался шум, принимаемый из антенны, и появлялись частые замирания, обусловленные особенностями распространения радиосигналов в земной ионосфере. Временами сигнал полностью тонул в шумах, затем появлялся на короткое время с большим уровнем и окончательно терялся с восходом Солнца на фоне дальних радиостанций, прохождение сигналов от которых в ночное время не наблюдалось. Прием сигналов на частоте 20 МГц за пределами прямой видимости зарегистрирован не был.

В 5 час. 50 мин. при прохождении 1-й космической ракеты вблизи Луны (максимальное сближение в 5 час. 57 мин.) сигнал передатчика на частоте 20 МГц быстро исчез и вновь постепенно появился примерно в 6 час. 15 мин. Прием на частоте 183,6 МГц в это время продолжался, и заметного изменения уровня сигнала не наблюдалось. Пропадание сигнала на частоте 20 МГц произошло за два с половиной часа до восхода Солнца и не сопровождалось частыми замираниями, характерными для изменения условий распространения в земной ионосфере.

Прием сигналов 2-й космической ракеты на частоте 20 МГц начался вскоре после захода Солнца и продолжался до выхода контейнера из зоны прямой видимости. На частоте 40 МГц характер приема был иным. Слабые сигналы передатчика 40 МГц были обнаружены

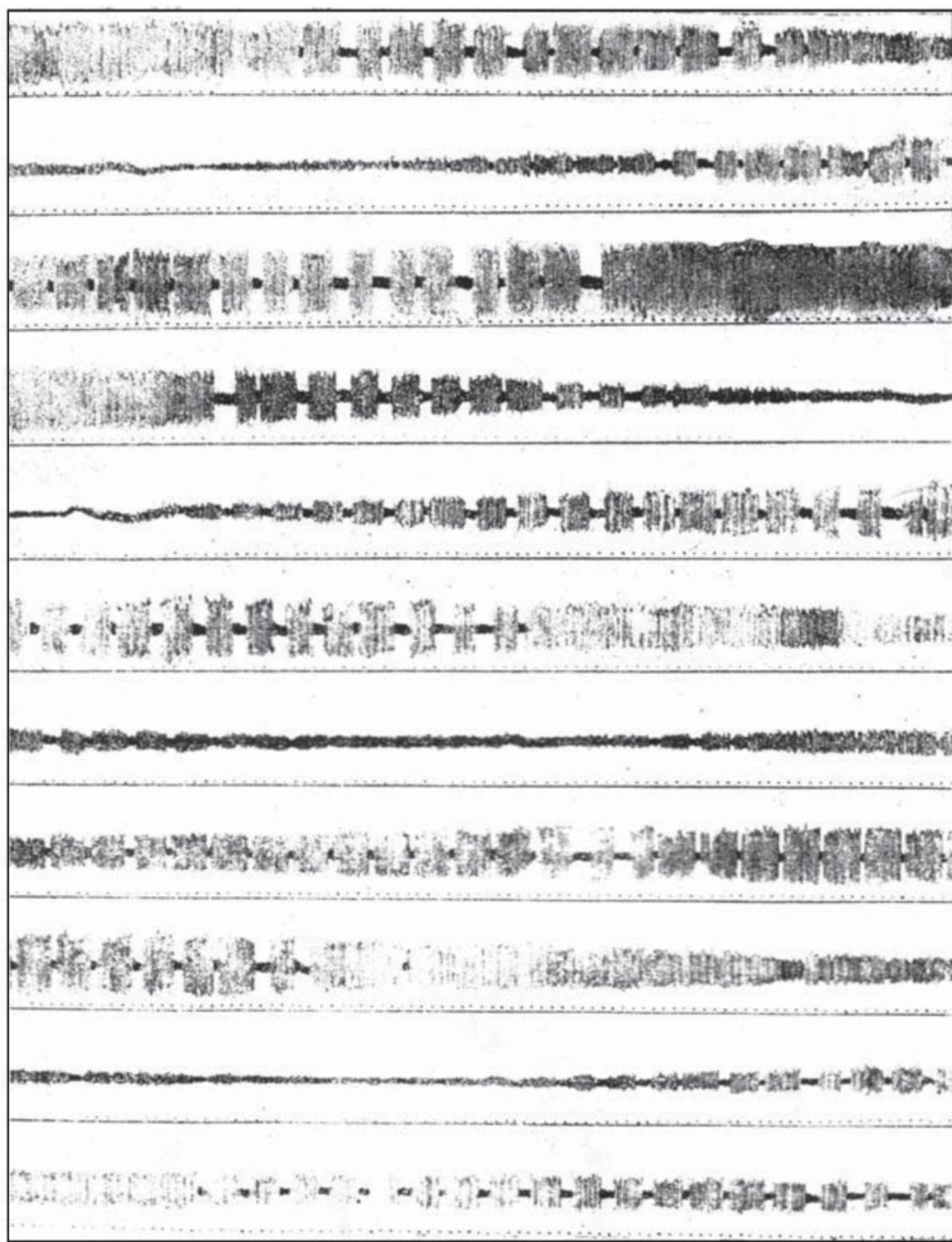


Рис. 3. Осциллографмы радиосигналов 1-й советской космической ракеты на частоте 20 МГц (запись 3 января 1959 г.). Точки в нижней части осциллограмм — метки времени; интервал между метками 0,2 сек

примерно за 15 мин до восхода контейнера. Временами наблюдались глубокие замирания сигнала на 20–30 сек. Уверенный прием начался примерно через полчаса после восхода контейнера. Влияние земной ионосферы на распространение сигнала на этой частоте было зна-

чительно меньше. Уровень сигнала до и после захода Солнца был примерно одинаковым.

3. Прилунение контейнера 2-й советской космической ракеты

Время прилунения контейнера 2-й советской космической ракеты было определено по прекращению работы установленных на контейнере передатчиков. На рис. 4 приведена запись сигнала на частоте 20 МГц в последние минуты перед прилунением контейнера. Из рисунка видно, что уровень сигнала на частоте 20 МГц перед прилунением контейнера заметно возрос. Окончание приема соответствует 0 ч. 02 м. 23,5 с. $\pm 0,25$ с. московского времени. Вычитая время распространения радиосигнала от Луны до Земли (1,25 сек), найдем, что прилунение контейнера 2-й советской космической ракеты произошло в 0 ч. 02 м. 22,25 с. $\pm 0,25$ с. московского времени 14.IX.1959 г. Это же время было зафиксировано и на частоте 183,6 МГц [1].

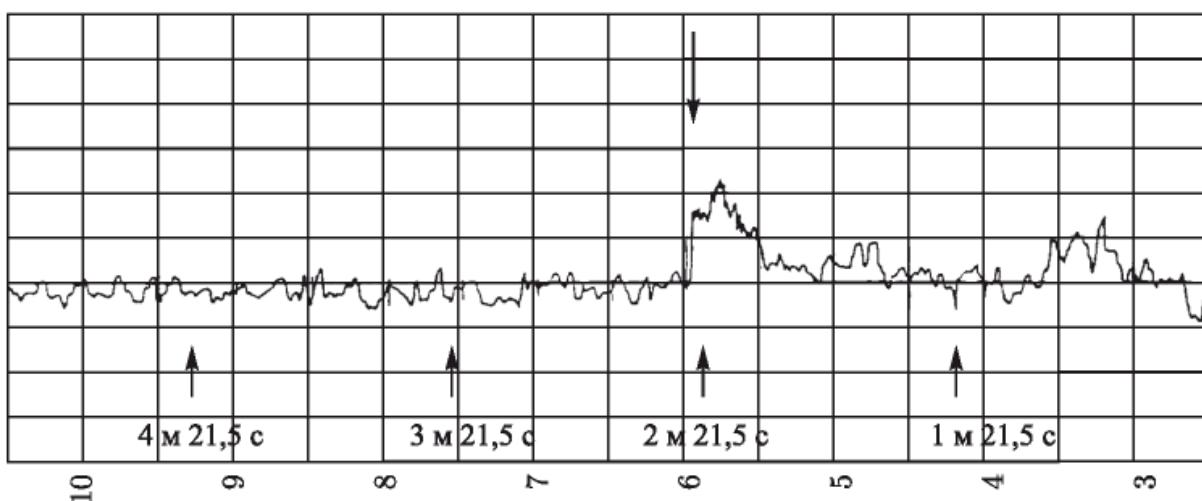


Рис. 4. Запись радиосигналов 2-й советской космической ракеты на частоте 20 МГц в последние минуты перед прилунением контейнера (14 сентября 1959 г.). Стрелка в верхней части рисунка — момент исчезновения сигнала (прилунение)

Перед прилунением контейнера наблюдалось доплеровское изменение частоты, вызванное изменением радиальной скорости контейнера из-за действия поля тяготения Луны. Изменение принимаемой частоты передатчика 20 МГц на последнем участке движения контейнера показано на рис. 5. Здесь точность измерения частоты составляла $\pm 1,5$ Гц. За последний час частота сигнала уменьшилась примерно на 50 Гц. Это соответствует увеличению радиальной скорости контейнера на $750 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$.

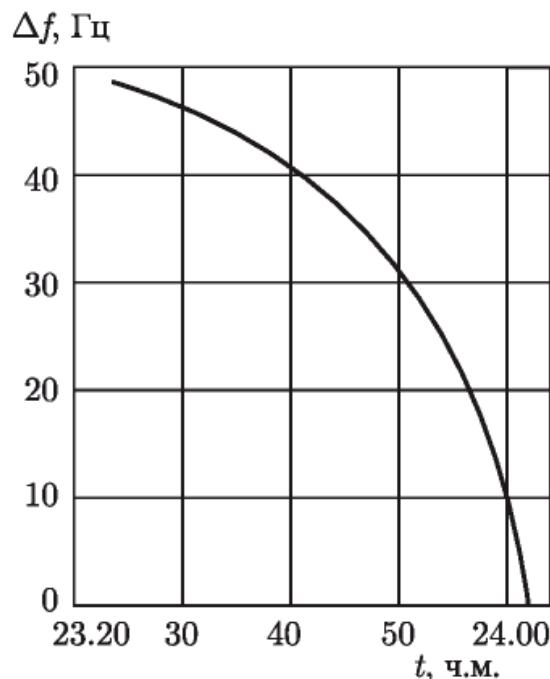


Рис. 5. Изменение принимаемой частоты передатчика 20 МГц на последнем участке движения контейнера 2-й советской космической ракеты

4. Замирания сигнала, вызываемые вращением контейнера

Эффект замираний сигналов 1-й советской космической ракеты на частоте 20 МГц в результате вращения контейнера можно видеть на осциллограммах рис. 6. Эти замирания носили регулярный характер. Как видно из осциллограмм, период замираний и в первом (3 января) и во втором сеансе наблюдений (4 января) оставался одним и тем же и составлял 50–55 сек. Иногда наблюдалось чередование замираний различной глубины при сохранении среднего периода в двух последовательных замираниях (справа на рис. 6, а).

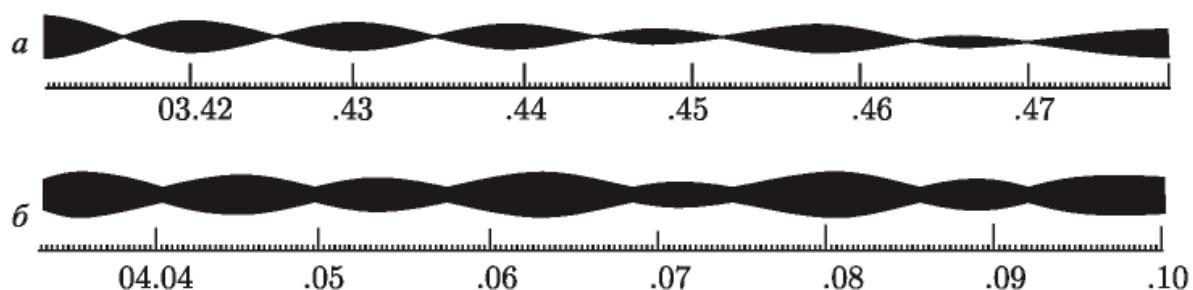


Рис. 6. Замирание радиосигналов 1-й советской космической ракеты на частоте 20 МГц (даны метки времени, ч. м.): а — 3 января 1959 г. (полоса 250 Гц); б — 4 января 1959 г. (полоса 100 Гц)

Последнее явление можно объяснить прецессией (вместе с контейнером) передающей антенны, диаграмма направленности которой имела форму неправильного тора. При тороидальной форме диаграммы

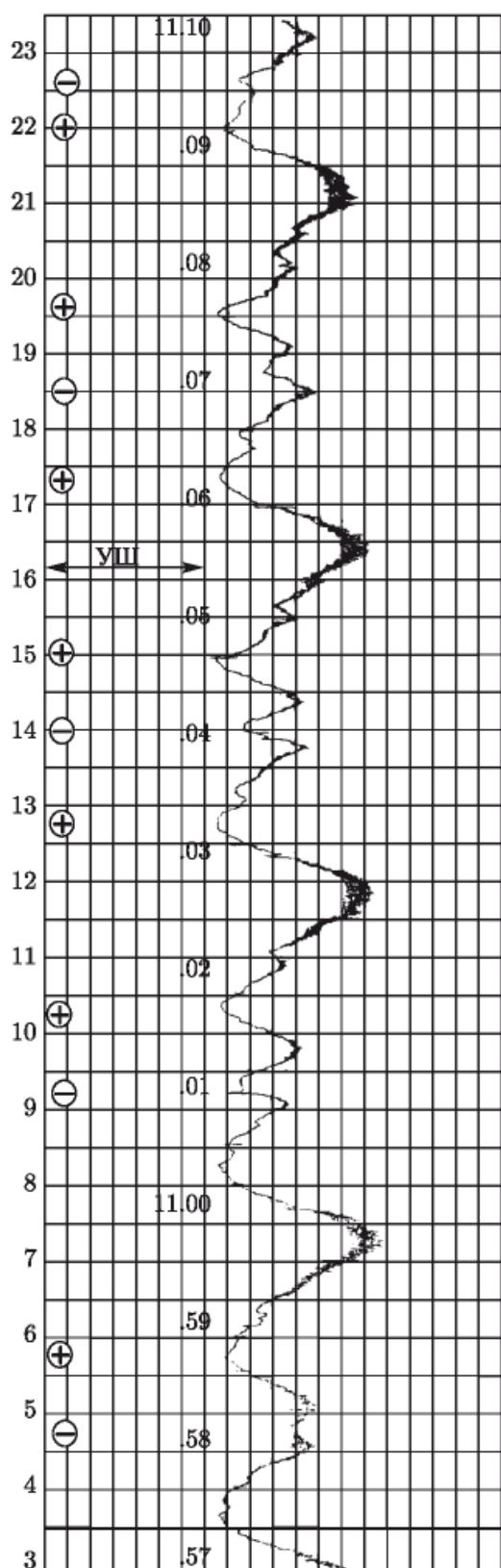


Рис. 7. Замирание радиосигналов 3-й советской космической ракеты на частоте 183,6 МГц 17 октября 1959 г. Знаком плюс отмечены минимумы, имеющие поляризационное происхождение, а знаком минус (в кружке) — минимумы, обусловленные диаграммой направленности передающей антенны; У.Ш. — уровень шумов

направленности замирания сигнала должны повторяться дважды за период вращения. Исходя из этого можно найти, что средний период вращения контейнера 1-й советской космической ракеты равнялся 108 сек. Для контейнера 2-й советской космической ракеты он составлял 86 сек. Период вращения контейнера 3-й советской космической ракеты до фотографирования обратной стороны Луны был равен 165 сек; во время фотографирования работала система ориентации, и вращение контейнера было прекращено, а после фотографирования период вращения составлял 180 сек.

Запись сигналов 3-й советской космической ракеты на частоте 183,6 МГц изображена на рис. 7. Эта запись была получена с диполем, имевшим горизонтальную поляризацию. При сопоставлении ее с аналогичной записью, полученной с диполем, имевшем вертикальную

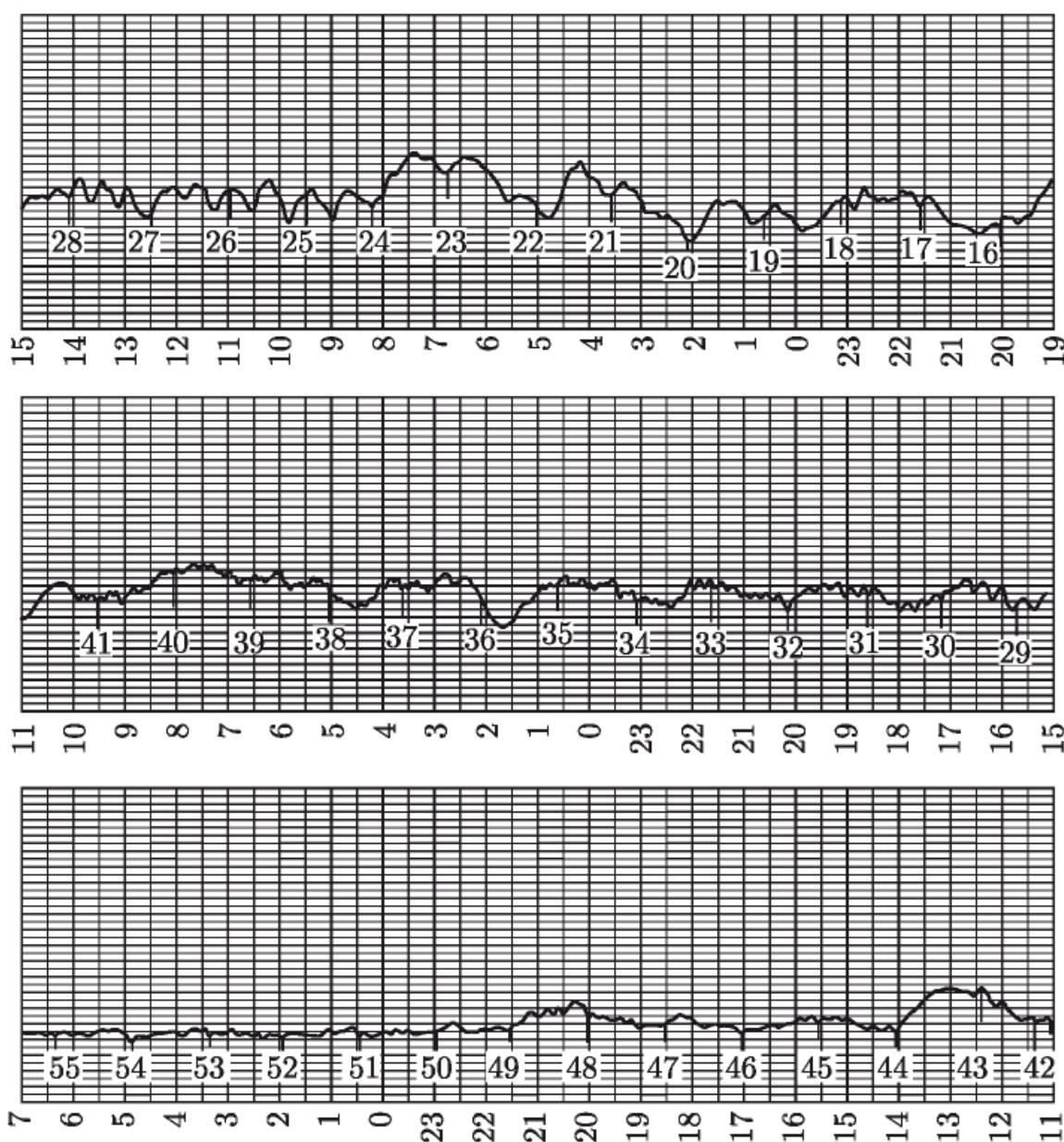


Рис. 8. Замирание радиосигналов 2-й советской космической ракеты на частоте 20 МГц перед заходом контейнера (13 сентября 1959 г.).

поляризацию, были разделены поляризационные минимумы и максимумы, обусловленные формой диаграммы направленности передающей антенны.

Как видно из рис. 7, поляризационные минимумы появлялись дважды за один оборот контейнера, т. е. через 90 сек, а минимумы, связанные с диаграммой направленности, — один раз за один оборот, т. е. через 180 сек.

5. Наблюдения эффекта Фарадея

Влияние эффекта Фарадея, вызывающего вращение плоскости поляризации принимаемых сигналов при прохождении их через земную ионосферу, отчетливо проявлялось на частоте 20 МГц. Вследствие эффекта Фарадея с восходом Солнца, когда резко изменяется концентрация ионов на пути распространения сигнала, наблюдалось уменьшение периода поляризационных замираний.

Так, например, период замираний сигналов 1-й советской космической ракеты на частоте 20 МГц утром 3 января в 7 час. 50 мин. составлял 40 сек, в 8 час. 15 мин. уменьшился до 20 сек, а в 8 час. 25 мин. стал равен 10 сек.

Постепенное учащение поляризационных замираний из-за эффекта Фарадея на заходе контейнера 2-й космической ракеты 13 сентября можно видеть на рис. 8, где около вертикальных штрихов простоянены часы и минуты (постоянная времени самописца — 5 сек). Период замираний сокращался с увеличением толщи ионосферы на пути распространения сигнала. Угол места контейнера в 2 час. 30 мин. был около 8° .

Дата поступления 16 июня 1962 г.

Литература

1. В. В. Виткович, А. Д. Кузьмин и др. Радиотехника и электроника, 6, 1420, 1961.

RADAR CONTACT WITH VENUS

V. A. Kotelnikov

Presented at the Convention on "Radio Techniques and Space Research" in
Oxford on 5th–8th July 1961

The Journal of British Institution of Radio Engineers, V. 22, № 4, 1961

Summary: In April 1961 radar contact with Venus was established in the Soviet Union. A transmitter and receiver at about 700 Mc/s were used in conjunction with an analysing and integrating system which enabled both the range of the planet and the Doppler spread in the returned signals to be determined. From the range data a new value of the astronomical unit is found; from the Doppler spread it is deduced that the maximum rotation period of the planet is eleven days. Venus is found to re-radiate about 10% of the radio energy intercepted by the disc.

In April 1961 radar contact with Venus was made in the Soviet Union. The purpose of this experiment was to determine more precisely the Astronomical Unit (the semi-major axis of the Earth's orbit), as well as to determine the rotation period for Venus and to obtain data on the structure of its surface.

In this experiment the transmitter frequency was about 700 Mc/s. The power flux density was 250 megawatts per steradian, which gave 15 watts on the surface of Venus. The transmitted waves had circular polarization, while the receiving aerial was linearly polarized.

The transmitted signal consisted of square pulses, 128 or 64 milliseconds long with spaces of the same duration between them. Sometimes a pulse of the same duration was transmitted instead of the space, but at another frequency.

Corrections were introduced in the signal and modulation frequencies used in transmission to account for the Doppler shift caused by a change in the distance from the Earth to Venus and also by rotation of the Earth. The frequencies of the transmitter, its modulation and the frequencies of the receiver heterodyne oscillators were derived from a precision crystal oscillator having a stability greater than one part in 10^9 .

Transmission was carried out during the time for the signal to travel from the Earth to Venus and back again (about 5 minutes). During about the same period of time thereafter, the equipment was switched for reception.

A simplified diagram of the transmitter is given in Fig. 1. The frequency divider oscillations control key K_2 , modulating the signal; key K_1 is used to start and stop transmission, and works from the timer which has an accuracy of up to 1 ms.

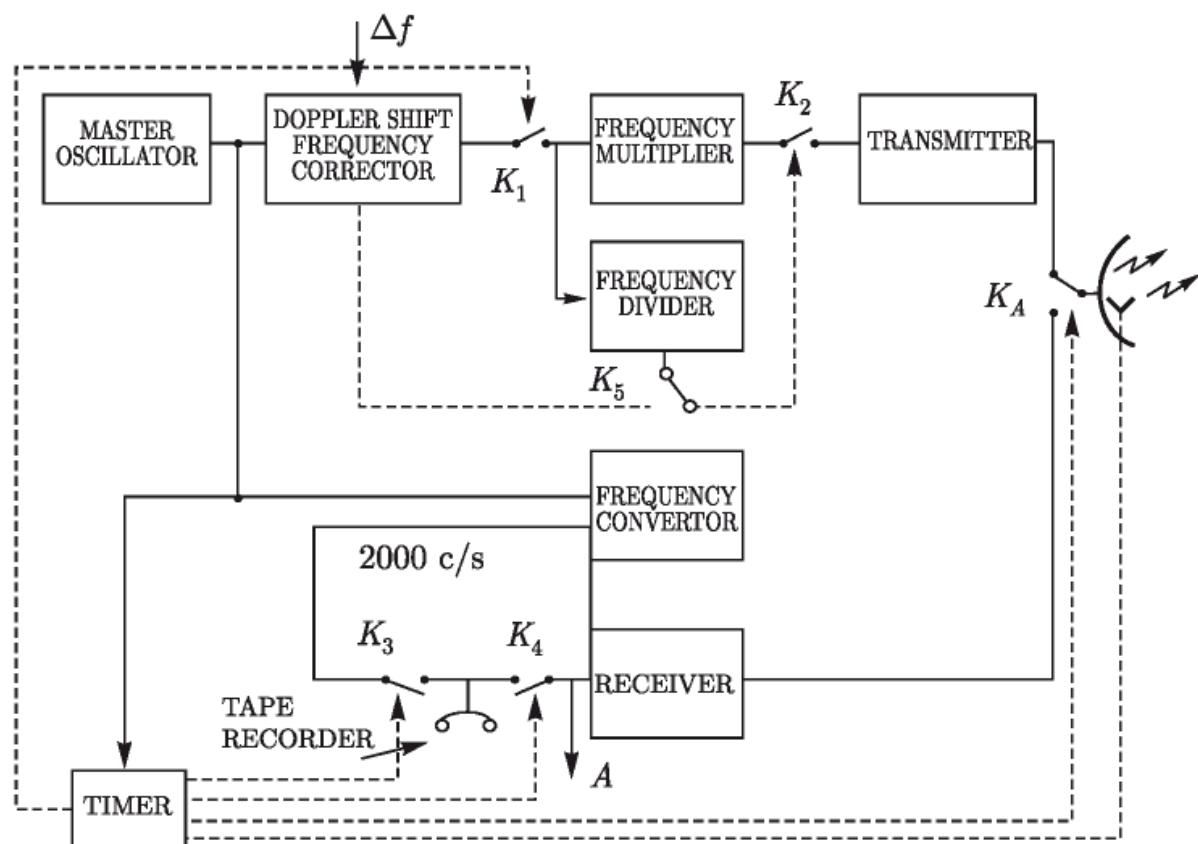


Рис. 1. Block diagram of the radar equipment

The incoming signals were received by a superheterodyne receiver having a semi-conductor parametric amplifier. A counting-down process in the receiver was so arranged that the reflected signals should produce a frequency of 743 c/s at the output of the receiver if Venus did *not* rotate. This signal together with all noise introduced was recorded on magnetic tape in the band 420 to 1020 c/s. A sine-wave of 2000 c/s was also recorded on this tape in order to provide a time scale when reproducing. Recording of this sine-wave was started exactly at the instant at which the 5-minute series of reflected signals was calculated to arrive, and was stopped at the end of the series of pulses. This served to indicate by how much the actual time of travel of a signal to Venus and back again differs from its calculated value.

After the transmission cycle has terminated key K_1 is opened, and key K_A connects the antenna to the receiver. The polarization of the antenna is changed and the receiver output is connected to the tape recorder together with the 2000 c/s time-marking oscillations. For monitoring purposes, the action of the keys was also recorded against the time marks, by means of a galvanometer oscillosograph.

A frequency analyser (Fig. 2) was used for analysing the signals recorded on the tape. In it the signals from the tape recorder go to ten filters F_1-F_{10} , each having a pass band of 60 c/s. The filter outputs go to electronic relay circuits; pulses at a recurrence frequency of 1000 per second are also applied to these circuits from the divider. If the amplitude of the oscillations at the filter output exceeded a certain threshold level, the appropriate relay circuit passed the pulses to a corresponding gate switch. If it was less than this level, the pulses were blocked. The switches admitted the pulses either to pulse-counter M or N.

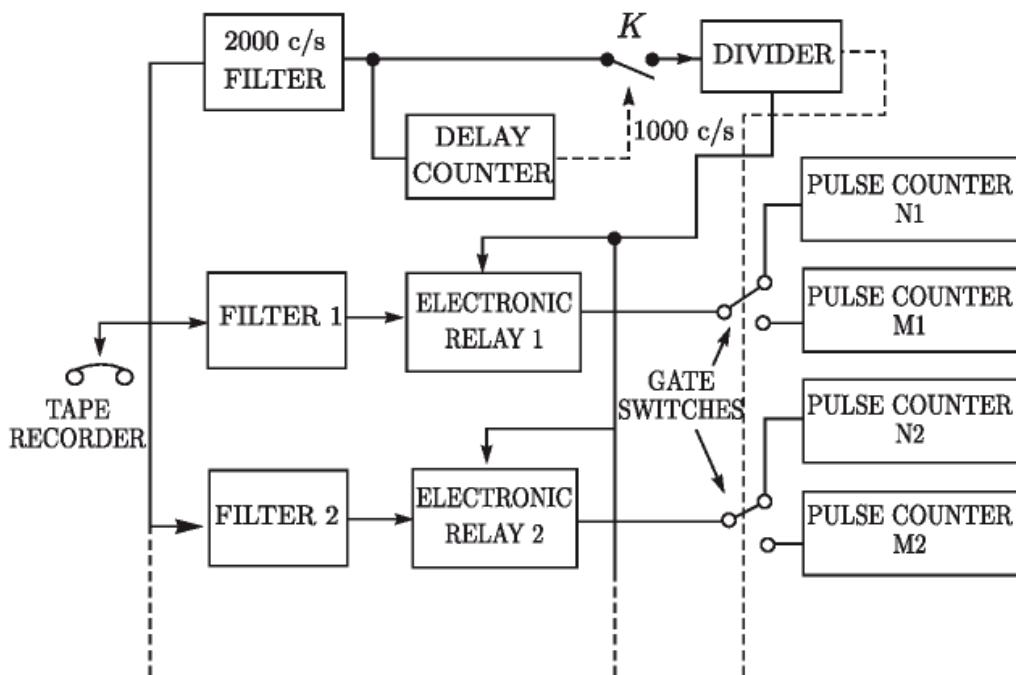


Рис. 2. Block diagram of the signal analyser

Figure 3 shows how the electronic relay circuit functions. 1 represents reflected signals drawn ideally without any noise superimposed; 2 shows amplitude of the signal plus noise; 3 pulses at the output of the circuit; and 4 represents the functioning of the switch. The pulses falling in the shaded areas go to counter N, while the rest go to counter M.

The 2000 c/s oscillations recorded were selected by a filter of that frequency as shown in the diagram and passed to the delay counter. After counting out the number of cycles corresponding to a given delay time τ , the delay counter closed switch K, through which the output of the 2000 c/s filter passed to divider. This divider, which has two outputs, then started to give out 1000 c/s pulses to relay circuits, and also to operate the gate switches at a rate equal to that of the signal modulation (about 4 c/s).

If the delay time τ was such that the switch turned on counters N during the time a signal arrived and counters M when there were none, the difference between the readings of these counters $n - m$ over a sufficiently long period will be positive; moreover, this positive difference will increase with the signal power.

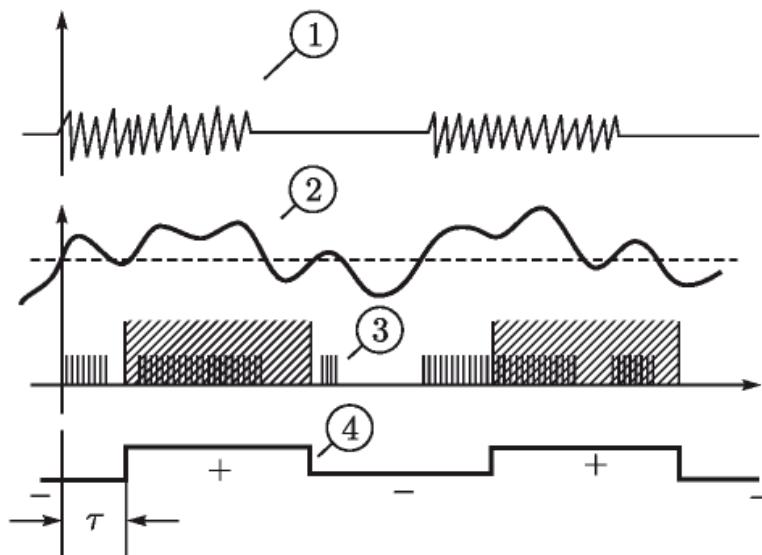


Рис. 3. Shape of signals in the analyser

By playing back this recording several times with different delay times we obtain the difference as a function of τ . One such function using the output of the 6th filter (this filter accepts signals which do not have a Doppler shift due to the rotation of Venus) is presented in Fig. 4. Here X marks the points obtained on the basis of observations on 18th April 1961 and O those on 19th April. The solid line on the drawing is the theoretical curve when no noise or signal distortions caused by reflection from different points on Venus exist. The period of a modulation cycle here amounted to 256 ms.

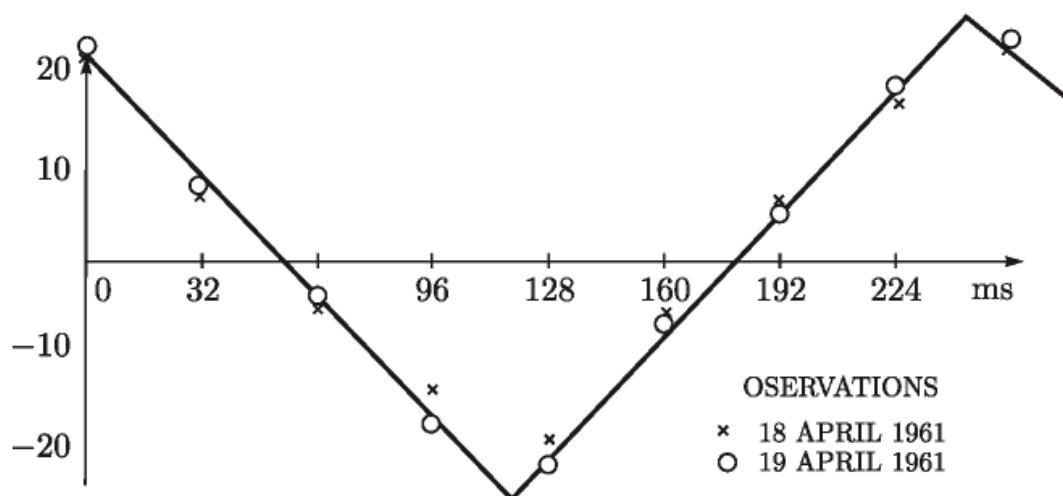


Рис. 4. Correlation function of the received signal. \times — 18th April 1961 \circ — 19th April 1961

One can estimate the delay of the signal and, consequently, the distance to Venus and the value of the astronomical unit, from the horizontal positions of the maxima of the curve in Fig. 4. According to preliminary data the astronomical unit was found equal to $149\,457 \pm 130p$ thousand kilometers where p is an integer. The term $130p$ results from the fact that

variations in the delay greater than the modulation period, that is, over 256 ms, are not detected by this method of determining distance since it cannot distinguish between integral cycles of the modulation frequency.

When Venus rotates, the signals reflected from the different points on its surface gain an additional Doppler shift in frequency.

Examples of reflected signal energy distributions in the filters for 18th, 19th and 20th of April are shown in Fig. 5. The number of the filter is marked in the X-direction, while in the Y-direction we plot the difference in the readings of the counters N and M for the given filter divided by the standard deviation of this difference due to noise. As is seen from the drawing, this quantity for one of the days amounted to 5 in filter No. 6, and to 7 when summed over three days.

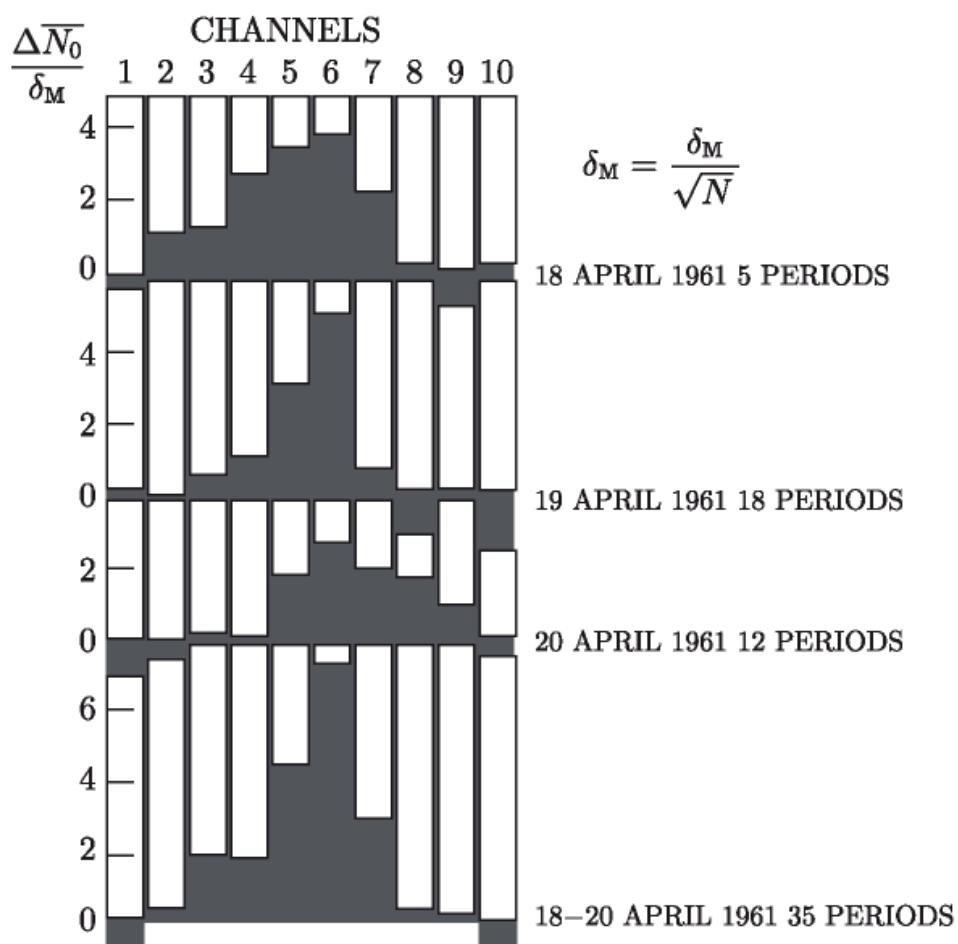


Рис. 5. Reflected signal spectrum

On the basis of Fig. 5 and similar diagrams for other days we determined the maximum frequency shift in the reflected signals caused by the rotation of Venus and from this, the speeds that caused it. These speeds turned out to be about ± 40 m/s. If we assume that the entire surface of the planet reflected and that its axis of rotation was perpendicular to the radiation direction, this speed corresponds to a period of revolution of 11 days. If the spin rotation axis were at an angle of 60 deg to the radiation direction (according to Kuiper data), this period should be about 9–10

days. If the entire surface did not participate in reflection, this period should be even less.

Changes in the reflection spectrum of Fig. 5 from day can be explained as follows: On 18th April the surface of the half of the planet going away from us (filters 2, 3, 4, 5) was rough and caused dispersion giving reflected signals, while the surface approaching us (filters 8, 9, 10) was smooth and did not reflect back signals. On 19th April this smooth surface occupied the centre of the planet facing us. This led to the strong reflections coming through the 6th filter (since the centre of the planet gives a small Doppler shift) and to the weak radar reflections from the sides of the planet, which go to the other filters. On 20th April this smooth surface moved to the edge and so disappeared. As a result, the signal energy in filters 2, 3 and 4 was small, while the centre of the planet facing us, and the edge approaching us (filters 5, 6, 7, 8, 9, 10) were occupied by a dispersive surface.

Calculations and special measurements showed that the analyser used developed a signal quite near optimum and enabled signals hundreds of times smaller than the noise (in the 60 c/s band-width) to be detected during a period lasting tens of minutes.

In order to exclude systematic errors, the modulation sign of the transmitted signal was changed every operating period, as was the sign of the difference in the readings of counters N and M.

The analyser was used in conjunction with the magnetic tape recorder when the reflected signals were arriving, and the two were therefore connected in parallel.

In order to determine the power of the signals reflected from Venus, they were compared with the power from radio star Cassiopeia A. We estimate that Venus reflected back to the Earth from its entire surface on the average about 10% of the signal energy impinging on it.

At present not all of the material has been processed completely, and this report should therefore be regarded only as a preliminary one.

Manuscript received by the Institution
on 5th July 1961. (Contribution No. 37.)

РАДИОЛОКАЦИОННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ВЕНЕРЫ

Академик *В. А. Котельников, В. М. Дубровин, М. Д. Кислик, Е. Б. Коренберг, В. П. Минашин, В. А. Морозов, Н. И. Никитский, Г. М. Петров, О. Н. Ржига и А. М. Шаховской*

Доклады Академии наук СССР, 1962, Том 145, № 5

Как указывалось в предварительных сообщениях [1, 2], Институт радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций провели в апреле 1961 г. радиолокационные наблюдения планеты Венера. Частота передатчика космического радиолокатора была около 700 МГц. Плотность потока мощности составляла 250 МВт на стерadian, что давало 15 Вт на поверхность Венеры. Поляризация передаваемых волн была круговая. На приеме антенна имела линейную поляризацию. Передаваемый сигнал имел вид прямоугольных импульсов длительностью 128 или 64 мсек, разделенных такими же паузами. В некоторые дни вместо пауз давался импульс той же длительности, но на другой частоте. В частоту сигнала и модуляции на передаче вносились расчетные поправки на доплеровское смещение, вызванное изменением расстояния между Землей и Венерой и вращением Земли. Частоты передатчика, его модуляции и гетеродинов приемника задавались прецизионным кварцевым генератором со стабильностью больше 10^{-9} .

Передача велась сеансами в течение времени прохождения сигнала от Земли до Венеры и обратно (около 5 мин.). Затем в течение такого же времени осуществлялся прием.

Приходящие сигналы принимались супергетеродинным приемником, на выходе которого отраженный от Венеры сигнал должен иметь частоту около 700–750 Гц (в зависимости от величины астрономической единицы). Этот сигнал вместе с шумами записывался на магнитную ленту в полосе 420–1020 Гц. На ту же ленту записывалось колебание с частотой 2000 Гц, служащее масштабом времени и использовавшееся для контроля и поддержания скорости движения магнитной ленты при воспроизведении. Начало записи этого колебания точно соответствовало расчетному моменту прихода 5-минутной серии отраженных сигналов, что давало возможность судить, насколько фактическое время прохождения сигнала до Венеры и обратно отличалось от расчетного.

Колебания с магнитной ленты анализировались с помощью широкополосного и узкополосного анализаторов. Широкополосный анализатор

содержал 10 фильтров, имеющих полосы пропускания по 60 Гц и охватывающих диапазон частот от 420 до 1020 Гц. После каждого фильтра определялась разностная энергия

$$\Delta W_\tau = W' - W'', \quad (1)$$

где W' — суммарная энергия колебания на выходе фильтра за заштрихованные один раз отрезки времени (см. рис. 1), W'' — аналогичная энергия за отрезки, заштрихованные дважды.

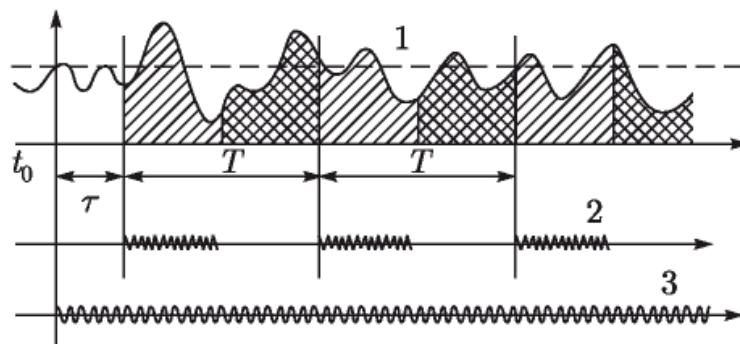


Рис. 1. t_0 — расчетный момент времени прихода серии отраженных сигналов (момент начала записи колебания 2000 Гц); T — период модуляции; τ — задержка, устанавливаемая по желанию; 1 — мощность суммы отраженного сигнала и шума; 2 — фактически пришедший отраженный сигнал; 3 — колебание 2000 Гц

Накопление энергии производилось с помощью счетчиков дискретных импульсов, число которых было пропорционально энергии. Узкополосный анализатор содержал 10 фильтров с полосой 4 Гц каждый, перекрывавших полосу 40 Гц. В этом случае коммутация сигнала в соответствии с рис. 1 производилась не на выходе фильтров, как делалось в широкополосном анализаторе, а на их входе.

Анализ спектра отраженных сигналов показал, что они могут быть представлены как сумма двух составляющих — узкополосной и широкополосной. Ширина узкополосной составляющей в основном определялась амплитудной модуляцией посыпавшихся сигналов и не превышала нескольких герц. Ширина широкополосной составляющей была несколько сот герц. Примеры спектра этих составляющих, полученные за 5 сеансов 18 IV 1961 г., изображены на рис. 2. Для того чтобы узкополосная составляющая не искажала спектра широкополосной, перед широкополосным анализатором ставился режекторный фильтр. На рис. 2 горизонтальные пунктирные линии показывают значение среднеквадратической ошибки измерения.

На рис. 3 показана средняя суммарная мощность отдельно для узкополосной и для широкополосной составляющей за различные дни. Спектральная плотность энергии узкополосной составляющей была на 2 порядка больше, чем у широкополосной.

Сопоставляя энергию узкополосной составляющей с энергией, которую улавливал приемник от дискретного источника — радиозвезды

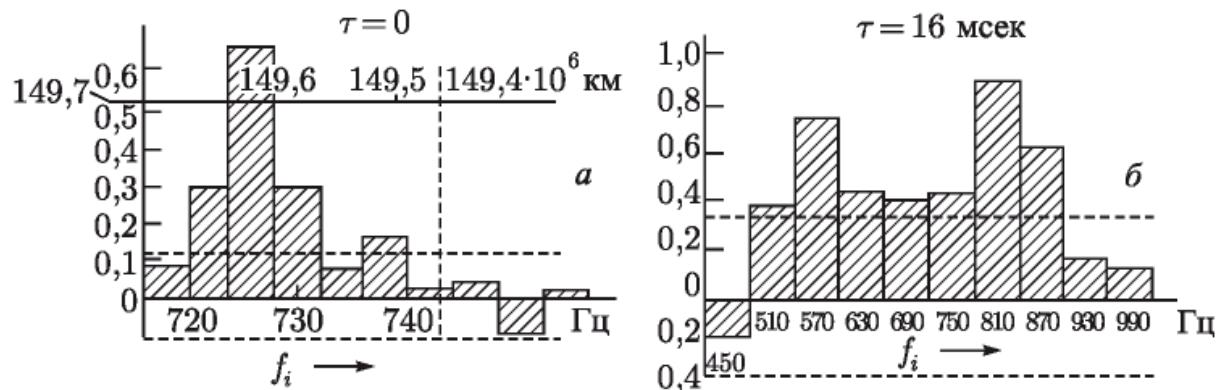


Рис. 2. Спектры отраженных сигналов за 5 сеансов 18 IV 1961 г. узкополосной (а) и широкополосной (б) составляющих. Ордината — отношение средней мощности сигнала после фильтра к шуму в полосе 1 Гц, абсцисса — частота фильтра

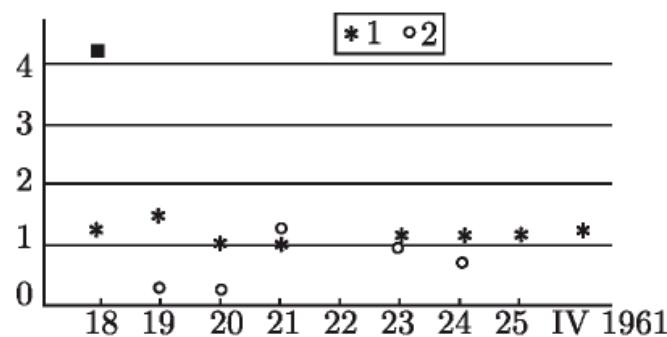


Рис. 3. Полная средняя мощность составляющих отраженного сигнала по дням: узкополосной составляющей при $\tau = 0$ (1) и широкополосной составляющей при $\tau = 16$ мсек (2). Ордината — отношение средней мощности сигнала к шуму в полосе 1 Гц

А Кассиопеи, было установлено, что эта составляющая содержала 8 % той энергии, которая принималась бы, если бы Венера была гладким хорошо проводящим шаром.

Величина астрономической единицы длины (среднее расстояние между Солнцем и центром тяжести системы Земля–Луна) определялась двумя способами: по доплеровскому смещению спектра узкополосной составляющей и по запаздыванию отраженного сигнала, поскольку это давало расстояние между Венерой и Землей и скорость его изменения в метрах, а из расчета эти же величины были известны в астрономических единицах. На рис. 2, а дана шкала, показывающая расчетные значения середины спектра отраженного сигнала в зависимости от величины астрономической единицы. Как видно, спектр рис. 2, а соответствовал астрономической единице $149,6 \cdot 10^6$ км. Усреднение полученных этим методом значений за все дни наблюдения дало величину астрономической единицы 149 598 000 км со среднеквадратической ошибкой 3300 км).

Значения астрономической единицы, полученные по запаздыванию узкополосной составляющей отраженного сигнала по отдельным сеан-

сам, показаны на рис. 4. Среднее из этих значений дает величину 149 599 300 со среднеквадратичной ошибкой 570 км. При этом были учтены следующие возможные ошибки: от разброса отдельных измерений 330 км; от незнания точного радиуса Венеры (ошибка его значения считалась 70 км) 220 км; от незнания точного значения скорости света 100 км; от систематического неучтенного запаздывания в аппаратуре 340 км; от неточного расчета расстояния Земля–Венера в астрономических единицах 220 км. При вычислении радиус Венеры брался равным 6100 км и скорость света 299 792,5 км/сек.

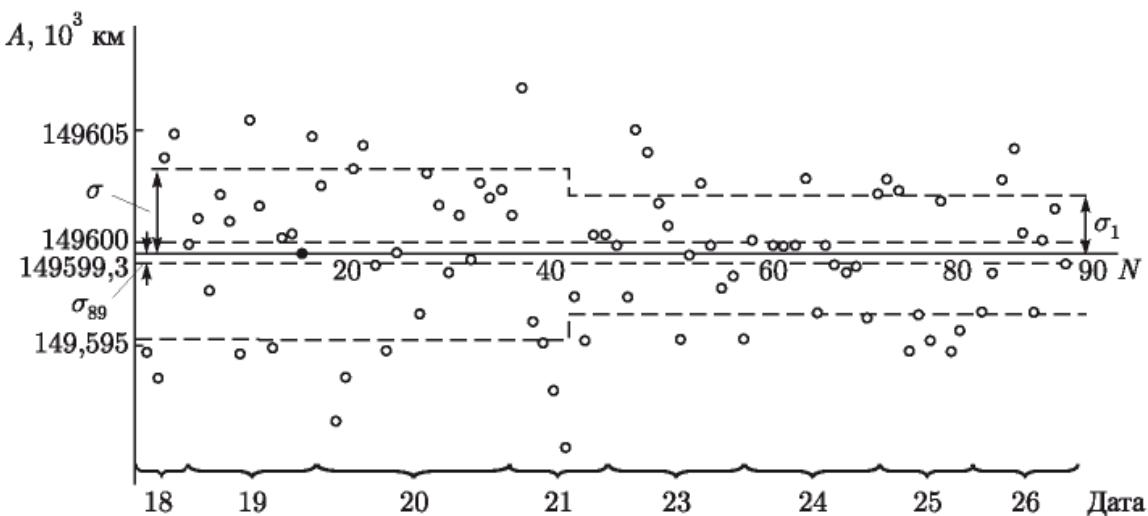


Рис. 4. Значения астрономической единицы, полученные по запаздыванию сигнала по отдельным 5-минутным сеансам

Из-за периодичности использованного сигнала время его запаздывания и астрономическая единица определялись этим методом неоднозначно. Таким образом, астрономическая единица получалась равной $149\ 599\ 300 \pm L_n$, где n — целое число, а L для импульсов с периодом 256 мсек. равно $120\ 000 \div 130\ 000$ км в зависимости от дня наблюдения. Неоднозначность раскрывалась двумя методами: по сличению с величиной астрономической единицы, полученной нами по доплеровскому смещению спектра, и по постоянству полученного значения астрономической единицы за различные дни. Если бы неоднозначность была раскрыта неправильно, то значение астрономической единицы за время с 18 IV 1961 г. по 26 IV 1961 г. изменилось бы на величину $\pm 11\ 000$ км или больше, чего, в действительности, как видно из рис. 4, не было¹⁾.

Нет никаких сомнений, что наличие узкополосной составляющей сигнала можно объяснить только отражением посланных сигналов от

¹⁾ Опубликованные предварительные данные [1] содержат неправильное значение астрономической единицы, так как неоднозначность тогда была раскрыта путем сопоставления с ранее опубликованными значениями астрономической единицы, определенными различными методами. Эти значения, очевидно, были неправильными. Анализ узкополосным анализатором тогда проделан еще не был.

поверхности Венеры, поскольку эта составляющая наблюдалась регулярно в течение многих десятков сеансов и имела все время запаздывание и доплеровское смещение частоты, согласующиеся с движением Венеры. Полученные нами параметры узкополосной составляющей согласуются с параметрами отраженных от Венеры локационных сигналов, наблюдавшихся в 1961 г. другими исследователями [3–5].

Широкополосная составляющая другими исследователями не наблюдалась. Вероятность того, что за широкополосную составляющую были приняты случайные реализации шумов и помех, была оценена — она оказалась порядка 10^{-2} или даже меньше. Проверка передающей и приемной аппаратуры показала, что в ней размытия спектра сигналов, могущего объяснить появление этой составляющей, не было. Поскольку приемник включался примерно через полминуты после выключения передатчика, никакие отражения сигналов от образований, близких к Земле (например, ионосферы), приниматься не могли. Появление этой составляющей за счет отражения от каких-либо «облаков» в космическом пространстве также маловероятно. Для этого скорость их движения должна была быть близкой к скорости движения Венеры, иначе из-за доплеровского сдвига частоты они не попали бы в приемник. Кроме того, запаздывание этой составляющей и ее отдельных частей, прошедших через различные фильтры анализатора, показывают, что они приходили с дальности, согласующейся с расстоянием до Венеры. Таким образом, наиболее вероятно, что эта составляющая также обязана своим происхождением либо отражению от поверхности Венеры, либо от каких-то образований около нее.

Рассмотрим два возможных варианта.

А. Широкополосная составляющая образуется вследствие отражения сигнала от всей поверхности Венеры и доплеровского сдвига, вызванного ее вращением. Узкополосная составляющая вызвана отражением от наиболее близкого к нам участка поверхности Венеры (блестящей точки).

Поскольку расширение линий спектра в узкополосной составляющей сигнала по крайней мере в 100 раз меньше, чем в широкополосной, следует предположить, что «блестящая точка» имеет размер меньше $1/100$ диаметра Венеры. Это может быть, если поверхность Венеры значительно более гладкая, чем поверхность Луны.

При данном предположении для размытия линий на ± 200 Гц период вращения Венеры должен быть около 10 суток, если ось вращения перпендикулярна направлению на Землю и отражает всю поверхность. Если ось вращения составляет 60° к направлению на Землю [6], то период сокращается до 9 суток. Если регистрировался нами не весь спектр и он в действительности шире 400 Гц, то период вращения должен быть еще меньше.

Б. Отражающие свойства Венеры примерно такие же, как у Луны. Тогда узкополосная составляющая отраженного сигнала должна соответствовать по аналогии с Луной отражению от пятна в $1/10$ радиуса

Венеры. В этом случае, учитывая, что эта составляющая, по нашим данным, уже 4 Гц, мы получаем период вращения больше 100 суток.

При этом варианте широкополосную составляющую нельзя объяснить отражением от поверхности планеты, и следует предположить, что она произошла вследствие отражения от каких-то образований, движущихся со скоростями до ± 40 м/сек относительно Венеры или даже быстрее, например, от сильно ионизированных потоков. Однако для этого ионизация в этих потоках должна быть намного больше, чем в ионосфере Земли. Последние данные [7] указывают, что это, возможно, имеет место.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило 22 V 1962

Цитированная литература

1. Газеты «Правда» и «Известия» 12 V 1961 г.
2. V. A. Kotelnikov, J. Brit. Inst. Radio Eng., 22, № 4, 293 (1961).
3. I. H. Thomson, G. N. Taylor, I. E. Ponsonby, R. S. Roger, Nature, № 4775, 519 (1961).
4. The Staff Millstone Radar Observatory, The Scale of the Solar System, Nature, 190, № 4776, 592 (1961).
5. L. R. Mallimg, S. W. Golomb, J. Brit. Inst. Radio Eng., 22, № 4, 297 (1961).
6. Д. Я. Мартынов, Загадки Венеры, Природа, № 10, 8 (1960).
7. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Астр. журн., 38, в. 6, 1115 (1961).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОЛОКАЦИИ ВЕНЕРЫ В 1961 г.

*В. А. Котельников, В. М. Дубровин, В. А. Морозов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига,
З. Г. Трунова, А. М. Шаховской*

Радиотехника и электроника, 1962, № 11

Приводятся формы спектров сигналов, отраженных от планеты Венера. Указываются полученные значения астрономической единицы и коэффициента отражения поверхности Венеры. Оценивается период вращения Венеры.

Введение

В статье излагаются результаты обработки радиолокационных наблюдений планеты Венера, проведенных в апреле 1961 г. [1, 2]. Анализ спектра отраженных сигналов проводился в Институте радиотехники и электроники АН СССР по магнитным записям при помощи специального анализатора [3, 4].

1. Узкополосная составляющая отраженного сигнала

Анализ спектра отраженных сигналов показал, что их можно представить как сумму двух составляющих — узкополосной и широкополосной.

Результаты измерения спектра узкополосной составляющей сигнала с фильтрами, обладавшими полосой пропускания 4 Гц, в отдельные дни наблюдения с 18 по 26 IV 1961 г. приведены на рис. 1. По оси абсцисс на рисунках отложена частота спектральных составляющих сигнала на выходе приемного устройства (f_i), по оси ординат — отношение средней мощности сигнала в полосе фильтра к спектральной плотности шума:

$$b_\tau(f_i) = \frac{2\Delta W_\tau(f_i)}{T_c N_0}, \quad (1)$$

где $\Delta W_\tau(f_i)$ — пересчитанная на вход анализатора величина средней за сеанс разностной энергии¹⁾, полученной при задержке τ в фильтре

¹⁾ См. выражение (1) в [3].

со средней частотой f_i . Задержка τ бралась относительно расчетного времени запаздывания сигнала, вычисленного для значения астрономической единицы 149 600 000 км²). Измерение мощности производилось на задержке $\tau = 0$ [$b_0(f_i) = b_\tau(f_i)$ при $\tau = 0$]; N_0 — спектральная плотность шума на входе анализатора; T_c — средняя длительность одного сеанса, равная приблизительно 300 сек.

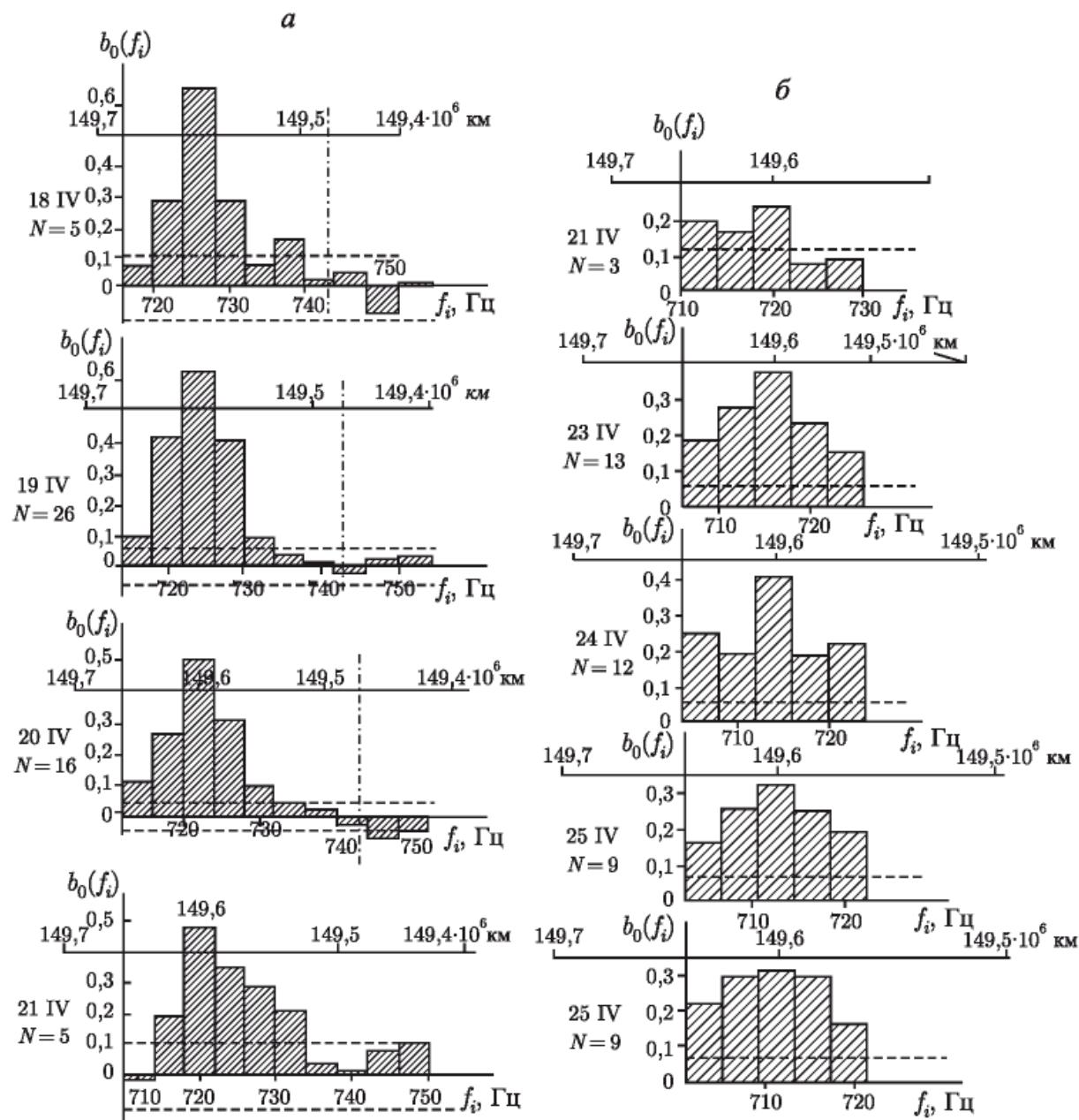


Рис. 1. Спектр узкополосной составляющей отраженного сигнала по дням. Фильтры с полосами пропускания по 4 Гц: *a* — частота манипуляции 4 Гц; *б* — частота манипуляции 8 Гц

²⁾ Астрономическая единица длины — среднее расстояние центра тяжести системы Земля–Луна от центра Солнца. Орбиты планет с большой точностью выражены через эту единицу, сама же эта единица в метрах известна с меньшей точностью.

Горизонтальным пунктиром на графиках рис. 1 отмечены величины среднеквадратичной погрешности соответствующих измерений. С левой стороны у каждого графика указаны дата наблюдения и количество сеансов (N), по которым производилось измерение.

На рис. 1, а спектр узкополосной составляющей изображен для сигнала с частотой манипуляции 4 Гц, на рис. 1, б — для сигнала с частотой манипуляции 8 Гц. Компенсация сдвига частоты из-за эффекта Доплера в этих сеансах производилась, исходя из значения астрономической единицы 149 474 440 км. Если бы компенсация доплеровского сдвига частоты была произведена полностью, то центр спектра узкополосной составляющей сигнала соответствовал частоте 743 Гц, которая на рис. 1, а показана вертикальным штрих-пунктиром. Однако, как следует из графиков, средняя частота спектра узкополосной составляющей сигнала из-за неполной компенсации сдвига частоты, вызываемого эффектом Доплера, меньше расчетной (743 Гц) и каждый день уменьшалась по мере удаления Венеры.

На рис. 2 показан усредненный за ряд дней спектр узкополосной составляющей отдельно для сигнала с частотой манипуляции 4 Гц (а) и сигнала с частотой манипуляции 8 Гц (б) при условии, что компенсация сдвига частоты из-за эффекта Доплера производилась, исходя из значения астрономической единицы 149 600 000 км. По оси ординат на этих графиках отложена величина $b_0(f_i)$, по оси абсцисс — отклонение частоты спектральных составляющих сигнала (Δf) от расчетного значения несущей частоты.

Из приведенных графиков видно, что ширина спектра узкополосной составляющей сигнала определяется в основном частотой манипуляции сигнала (4 и 8 Гц). Из анализа спектров и оценки степени стабильности аппаратуры можно сделать вывод, что расширение спектральных линий узкополосной составляющей сигнала, обусловленное свойствами отражающей поверхности Венеры, не превышает 4 Гц.

Значения полной мощности узкополосной составляющей сигнала по отдельным дням работы приведены на рис. 3, а (кружки). По оси абсцисс отложены дни измерений, по оси ординат — отношение суммарной мощности узкополосной составляющей сигнала к спектральной плотности шума (B_τ). Для сигнала с частотой манипуляции 4 Гц (18–24 IV) суммирование произведено в полосе 12 Гц по трем фильтрам: для сигнала с частотой манипуляции 8 Гц — по пяти фильтрам в полосе 20 Гц. Длина вертикальных отрезков, проведенных через точки значений B_τ , равна двойному среднеквадратичному значению погрешности, имевшей место в данных измерениях (без учета систематических ошибок). Как видно из рис. 3, мощность узкополосной составляющей сигнала была примерно одинаковой во все дни измерений.

Энергия сигналов, отраженных от Венеры, была определена путем сравнения с энергией, улавливаемой установкой от внеземного дискретного источника Кассиопея А, интенсивность которого хорошо известна. По величине этой энергии был вычислен средний коэффициент отра-

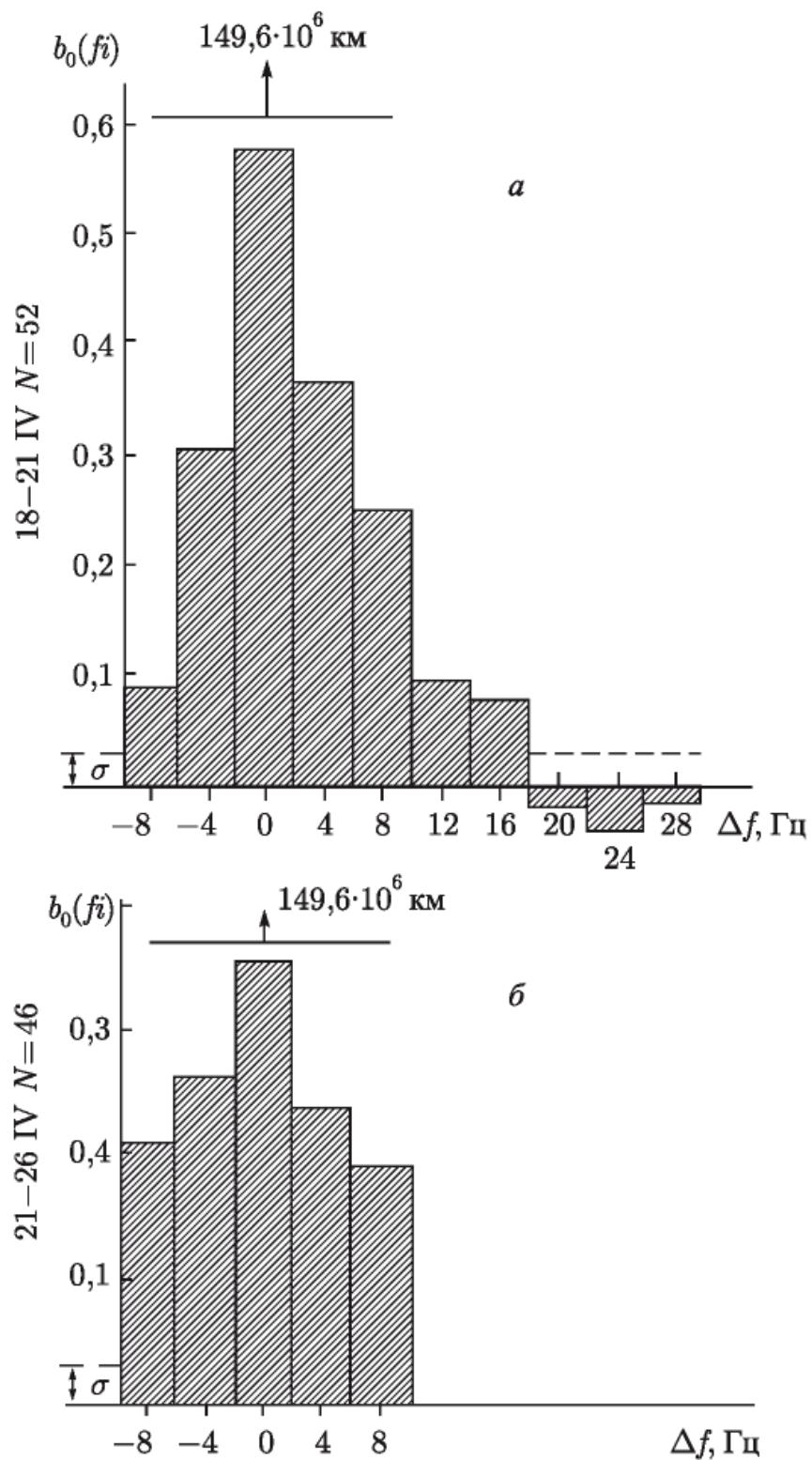


Рис. 2. Усредненные спектры узкополосной составляющей отраженных сигналов по всем сеансам. Фильтры с полосами пропускания по 4 Гц: а — частота манипуляции 4 Гц; б — частота манипуляции 8 Гц

жения поверхности Венеры. Для узкополосной составляющей величина принятой отраженной мощности составляла 8 % от мощности, которая была бы принята при замене Венеры хорошо проводящей гладкой сферой того же размера.

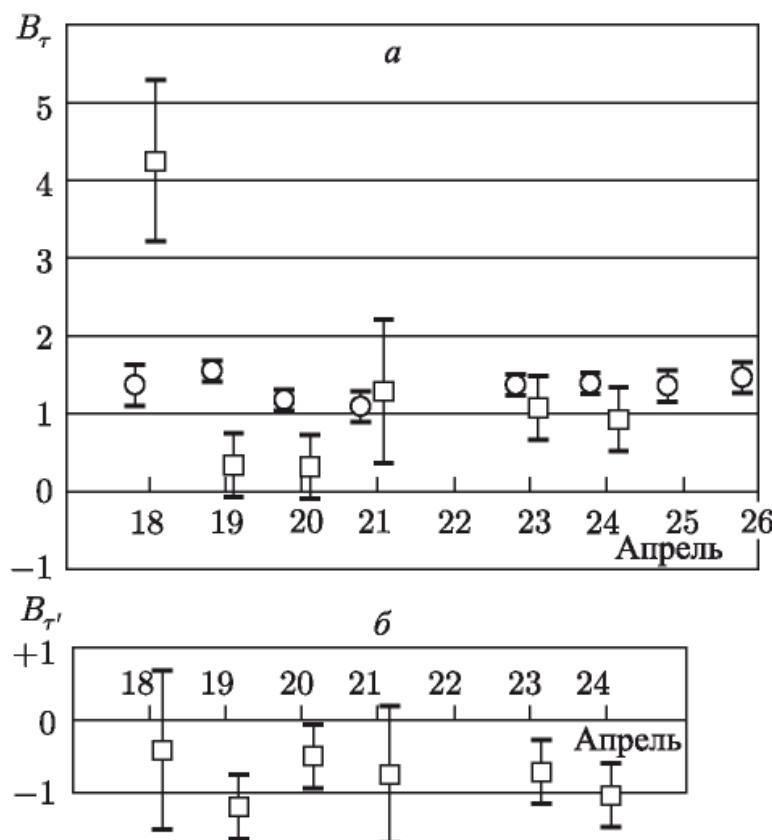


Рис. 3. Полная средняя мощность, отдельно для узкополосной составляющей (кружки) при $\tau = 0$ и для широкополосной составляющей (квадраты): *а* — при $\tau = 16$ мсек; *б* — при $\tau = 80$ мсек (18–21 IV) и при $\tau = 48$ мсек (23, 24 IV)

2. Уточнение астрономической единицы

Скорости планет с большой точностью известны в астрономических единицах в секунду. В зависимости от величины астрономической единицы эти скорости и вызванные ими смещения спектра из-за эффекта Доплера получаются различными. На рис. 1, *а* под осью абсцисс нанесена шкала, показывающая положение центра спектра в зависимости от величины астрономической единицы.

На рис. 4 приведены значения астрономической единицы, определенной по положению центра спектра. По оси абсцисс отложен порядковый номер сеанса, по оси ординат — полученное на его основании значение астрономической единицы. Длина отрезков, отложенных на рис. 4, соответствует неопределенности, обусловленной полосой пропускания фильтра (4 Гц). Ниже оси абсцисс отмечены дни наблюдения, выше оси — вид манипуляции.

В результате усреднения отдельных измерений, приведенных на рис. 4, и анализа суммарных спектров по целым дням наблюдений, приведенных на рис. 1 и 2, астрономическая единица, определенная этим методом, может быть оценена величиной 149 598 000 км со среднеквадратичной ошибкой 3300 км.

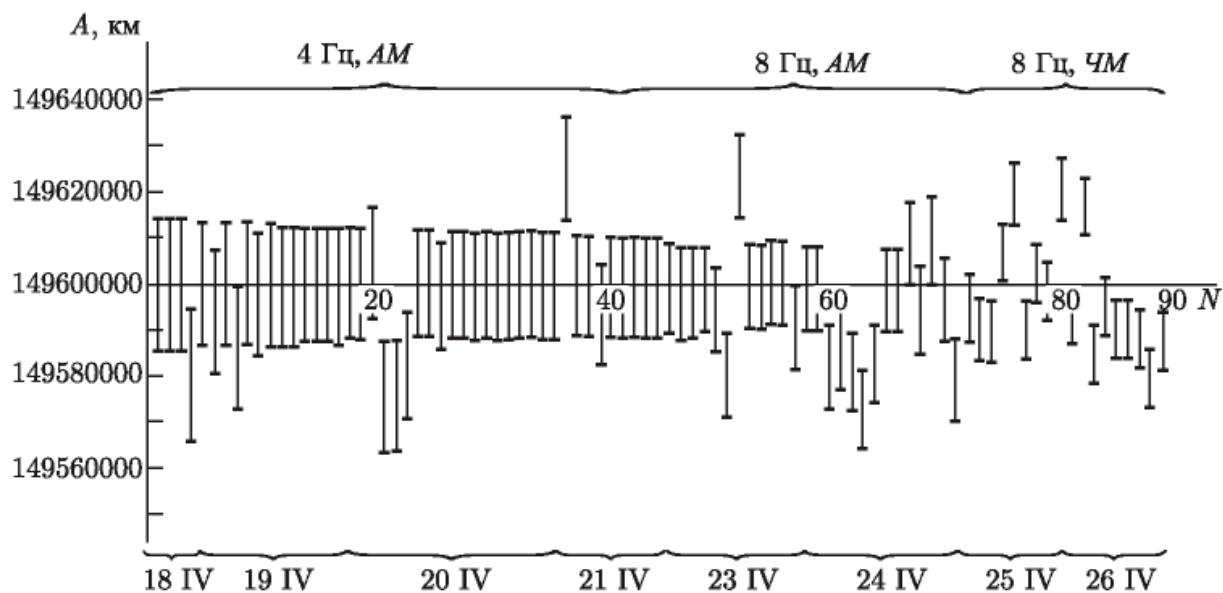


Рис. 4. Величина астрономической единицы, определенная по смещению частоты Доплера в отдельных сеансах

Измерения запаздывания огибающей узкополосной составляющей сигнала, отраженного от Венеры, позволили более точно определить величину астрономической единицы. Определение запаздывания огибающей производилось как для сеанса в отдельности, так и в среднем за целые дни наблюдений по значениям разностной энергии при нескольких задержках τ .

Зависимости разностной энергии узкополосной составляющей сигнала от величины задержки для сигнала с частотой манипуляции 8 Гц приведены для примера на рис. 5. На рис. 5, а показан результат накопления за 28 сеансов 21, 23 и 24 IV 1961 г. для сигнала с амплитудной манипуляцией, на рис. 5, б — за 18 сеансов 25 и 26 IV 1961 г. для сигнала с частотной манипуляцией на 420 Гц (при этом использовался только сигнал, имеющий более высокую частоту). По оси ординат на рис. 5 отложено отношение суммарной разностной энергии по всем сеансам $B_n(\tau)$ к соответствующей среднеквадратичной ошибке измерения σ_{B_n} для двух случаев накопления: для среднего фильтра (штрих-пунктирная линия, $n = 1$) и для суммы энергии в пяти фильтрах (сплошная линия, $n = 5$). Форма аппроксимирующей линии взята из теоретических соображений для отражения от точки. По оси абсцисс отложено значение задержки τ относительно расчетного времени запаздывания сигнала, вычисленного для значения астрономической единицы 149 600 000 км.

Значения астрономической единицы, полученные по измерению запаздывания огибающей узкополосной составляющей сигнала за отдельные сеансы с 18 по 26 IV 1961 г., приведены на рис. 6, где приняты те же обозначения, что и на рис. 4. Штрих-пунктиром на рис. 6 показано значение среднеквадратичной ошибки измерения за один сеанс,

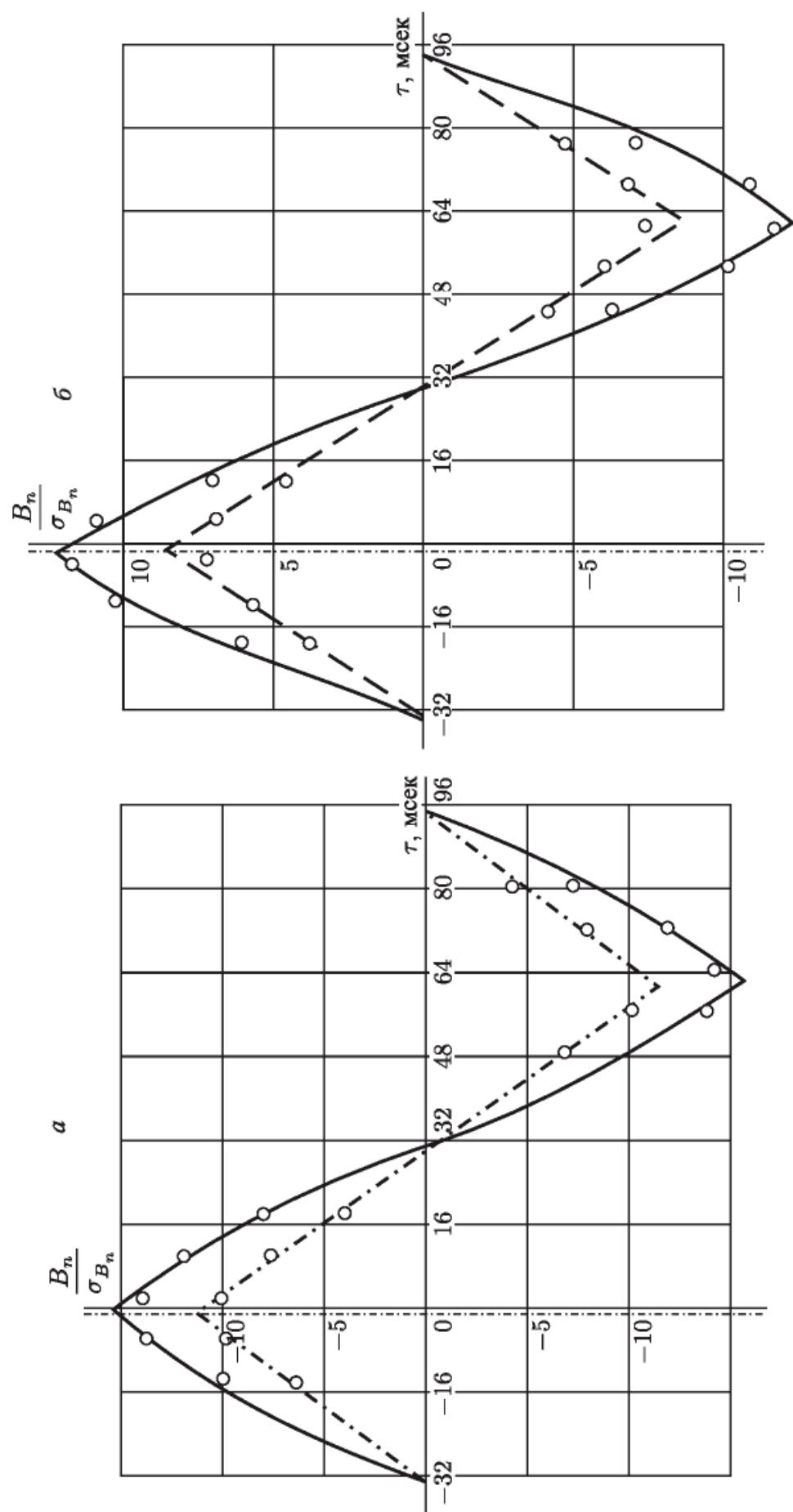


Рис. 5. Зависимость разностной энергии узкополосной составляющей от величины задержки по одному центральному фильтру (штрих-пунктир) и по сумме в пяти фильтрах (сплошная линия): *a* — 28 сеансов за 21, 23, 24 IV, $\Delta\tau = -1.4$ мсек, $\Delta A = -700$ км; *b* — 18 сеансов за 25, 26 IV, $\Delta\tau = -2$ мсек, $\Delta A = -1040$ км

пунктиром — значение результирующей среднеквадратичной ошибки, определенной по разбросу результатов отдельных измерений.

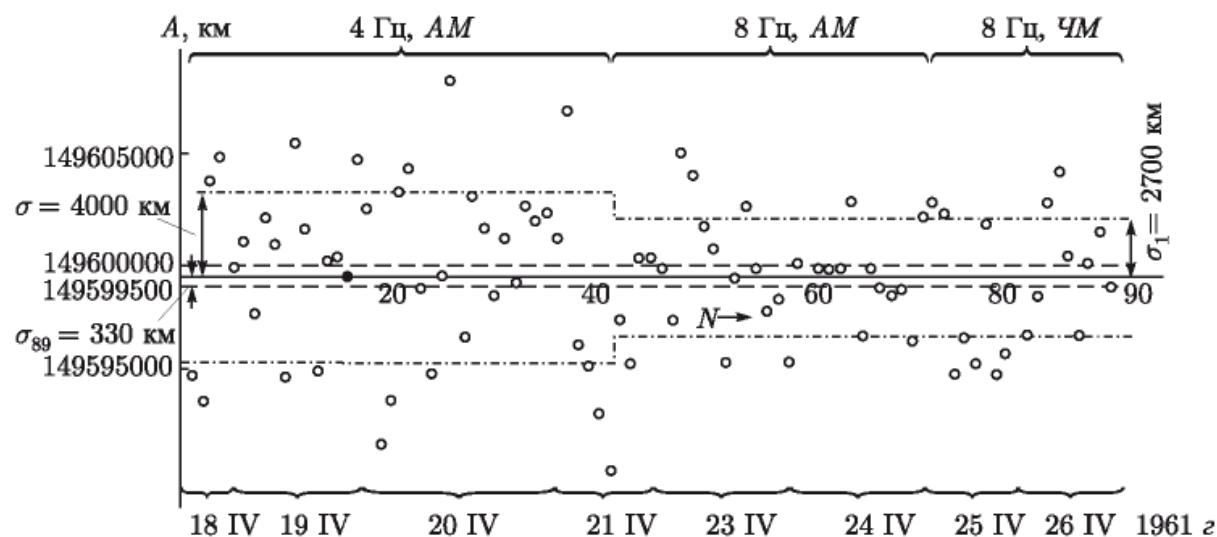


Рис. 6. Величина астрономической единицы, полученная по запаздыванию сигнала в отдельных сеансах

Результаты определения астрономической единицы по измерению запаздывания узкополосной составляющей сигнала, отраженного от Венеры

Вид модуляции и дни наблюдения	Количество сеансов	Среднее значение астрономической единицы, км	Среднеквадратичная ошибка измерения, км
Амплитудная манипуляция 4 Гц 18, 19, 20, 21 IV	41	149 599 470	630
Амплитудная манипуляция 8 Гц 21, 23, 24 IV	30	149 599 300	440
Частотная манипуляция 8 Гц 25, 26 IV	18	149 598 960	700
Все сеансы 8 и 4 Гц вместе 18–26 IV	89	149 599 280	330

В таблице даны усредненные результаты определения астрономической единицы по запаздыванию огибающей на основании данных, приведенных на рис. 6, и среднеквадратичные ошибки измерения, обусловленные только разбросом значений в отдельных измерениях. При вычислении астрономической единицы было принято: скорость света 299 792,5 км/сек, радиус Венеры 6100 км.

Как видно из таблицы, среднее значение астрономической единицы, определенное по запаздыванию огибающей узкополосной составляющей сигнала с 18 по 26 IV, получилось равным 149 599 300 км.

Значение астрономической единицы A , определенное по запаздыванию сигнала применявшимся в данной работе методом, получается неоднозначным. Это видно из формулы

$$A = A_p + \alpha \frac{c}{2} (\Delta\tau \pm nT). \quad (2)$$

Здесь A_p — принятное в расчет значение астрономической единицы; $\Delta\tau$ — полученное из экспериментов значение поправки на запаздывание сигнала (обусловлено расхождением принятого в расчет и истинного значений астрономической единицы); T — период манипуляции; c — скорость света; α — коэффициент, представляющий отношение расчетного значения астрономической единицы к величине расчетного расстояния Земля–Венера в момент измерений (определяется из эфемерид); $n = 0, 1, 2, \dots$

Как следует из этой формулы, при $T = 256$ мсек значение астрономической единицы может быть больше или меньше на 120–130 тыс. км в зависимости от α . Точность определения астрономической единицы по смещению частоты Доплера позволяет уверенно раскрыть эту неоднозначность и выбрать величину 149 599 300 км.

Правильность раскрытия неоднозначности может быть установлена и другим путем. Как видно из формулы (2), величина астрономической единицы при неправильном раскрытии неоднозначности будет меняться ото дня ко дню вследствие изменения величины α . Поскольку значение α с 18 по 26 IV изменилось на $\Delta\alpha = 0,085$, величина астрономической единицы за это время, при неправильном раскрытии неоднозначности, должна была бы измениться на $\pm\Delta\alpha \frac{c}{2} nT = \pm11000n$ км. Как видно из рис. 6, это не имеет места³⁾.

Среднеквадратичная ошибка измерения астрономической единицы, определенная по разбросу результатов в отдельных измерениях, получилась равной 330 км (см. таблицу). Сюда нужно добавить следующие систематические ошибки.

Среднеквадратичное значение ошибки за счет неточного учета запаздывания сигнала в тракте передачи и приема можно принять равным 0,7 мсек, что дает погрешность измерения астрономической единицы 340 км.

Пределы незнания скорости света можно оценить величиной $\pm 0,6$ км/сек, см. [8], что в пересчете на астрономическую единицу дает среднеквадратичную ошибку 100 км. В наших расчетах радиус

³⁾ В первоначальных сообщениях [1] неоднозначность была раскрыта на основании имевшихся тогда данных об астрономической единице. Эти данные были получены на протяжении многих лет различными исследователями астрономическим и радиоастрономическим путем (см. рис. 7). Как выяснилось теперь, они были ошибочными. Поэтому указанное в газетах значение астрономической единицы также ошибочно. Анализ сигнала фильтрами с полосами пропускания по 4 Гц тогда еще не был проделан.

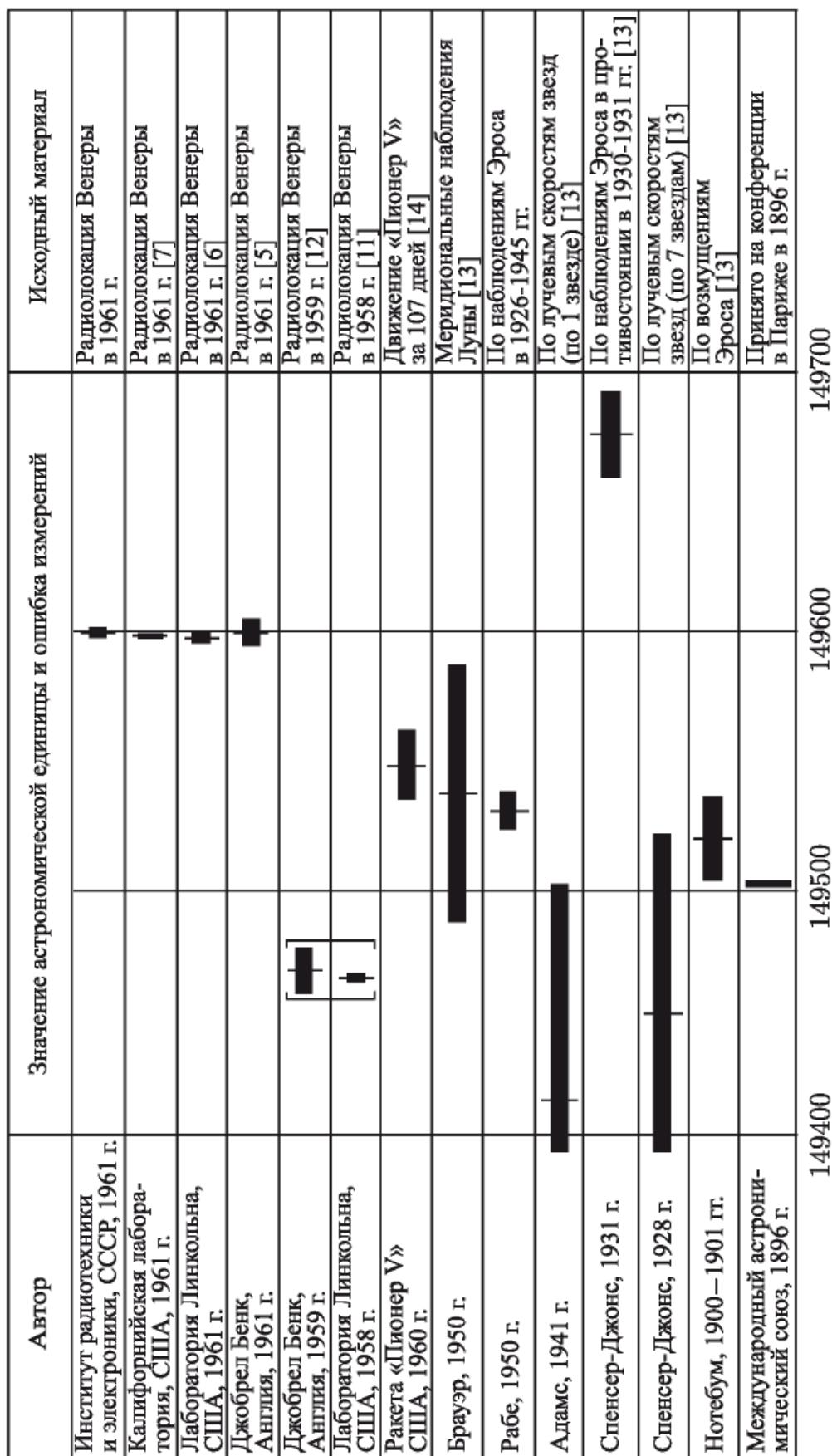


Рис. 7. Результаты определения астрономической единицы радиолокационными и астрономическими методами

Венеры был принят 6100 км. Если допустить среднеквадратичную ошибку 70 км, то добавочная среднеквадратичная ошибка измерения астрономической единицы составит 220 км.

Земная ионосфера вызывает на частоте 700 МГц дополнительное запаздывание меньше 0,01 мсек. Космическое пространство, если взять концентрацию электронов в нем даже 1000 э на 1 см³, дает дополнительное запаздывание радиосигналов 0,02 мсек. Таким образом, если принять, что ионосфера Венеры примерно такая же, как на Земле, то общее дополнительное запаздывание будет меньше 0,04 мсек, что может уменьшить значение астрономической единицы не более чем на 20 км.

Если принять, что поверхность Венеры имеет тот же характер, что и поверхность Луны, то глубина основной отражающей области должна быть порядка 30 км. Это может дать погрешность в определении астрономической единицы 45 км.

К этому следует добавить ошибку от неточности эфемерид, которая может равняться 220 км.

Таким образом, полная среднеквадратичная ошибка определения астрономической единицы равна

$$\sqrt{330^2 + 340^2 + 100^2 + 220^2 + 10^2 + 45^2 + 220^2} = 580 \text{ км.}$$

Полученные за рубежом при помощи радиолокационных наблюдений Венеры в 1961 г. значения астрономической единицы были следующими: а) Обсерватория Джодрел Бэнк (Англия) [5] 149 600 000 ± 5000 км; б) Линкольновская лаборатория Массачусетского технологического института (США) [6] 149 597 700 ± 1500 км; в) Лаборатория реактивных двигателей Калифорнийского технологического института (США) [7] 149 598 500 ± 500 км.

В отличие от нашего значения в оценке точности тут не были полностью учтены ошибки, вызванные неточностью эфемерид и неточным знанием радиуса Венеры.

Результаты радиолокационных, а также основных астрономических определений астрономической единицы приведены на рис. 7. Затушеванные прямоугольники на рисунке соответствуют ошибкам измерений по оценке самих авторов. Как следует из этого рисунка, все радиолокационные наблюдения Венеры в 1961 г. дали очень близкие значения астрономической единицы. Объявленные ранее значения астрономической единицы, полученные в 1958 г. в США [11] и в 1959 г. в Англии [12], были примерно на 130 тыс. км меньше (на рисунке взяты в квадратные скобки).

3. Широкополосная составляющая отраженного сигнала

На рис. 8 приведены результаты измерения разностной энергии широкополосной составляющей (средней за сеанс) для различных каналов с фильтрами, имевшими полосы пропускания по 60 Гц [3]. Участок

спектра на входе анализатора, содержащий узкополосную составляющую, устранился режекторным фильтром, вносившим ослабление на 5–11 дБ в полосе ± 6 Гц. По оси абсцисс на графиках отложены частоты настройки фильтров, по оси ординат — значения величины $b_\tau(f_i)$ (см. выражение (1)). Результаты приведены для двух значений задержки (τ), отличающихся на четверть периода манипуляции: $\tau = 16$ мсек и $\tau = 80$ мсек для сеансов с частотой манипуляции 4 Гц и $\tau = 16$ мсек и $\tau = 48$ мсек для сеансов с частотой манипуляции 8 Гц. Стрелки на графиках указывают положение средней частоты узкополосной составляющей отраженного сигнала.

Перечисленные выше задержки были выбраны из следующих соображений. При двух задержках, отличающихся на четверть периода

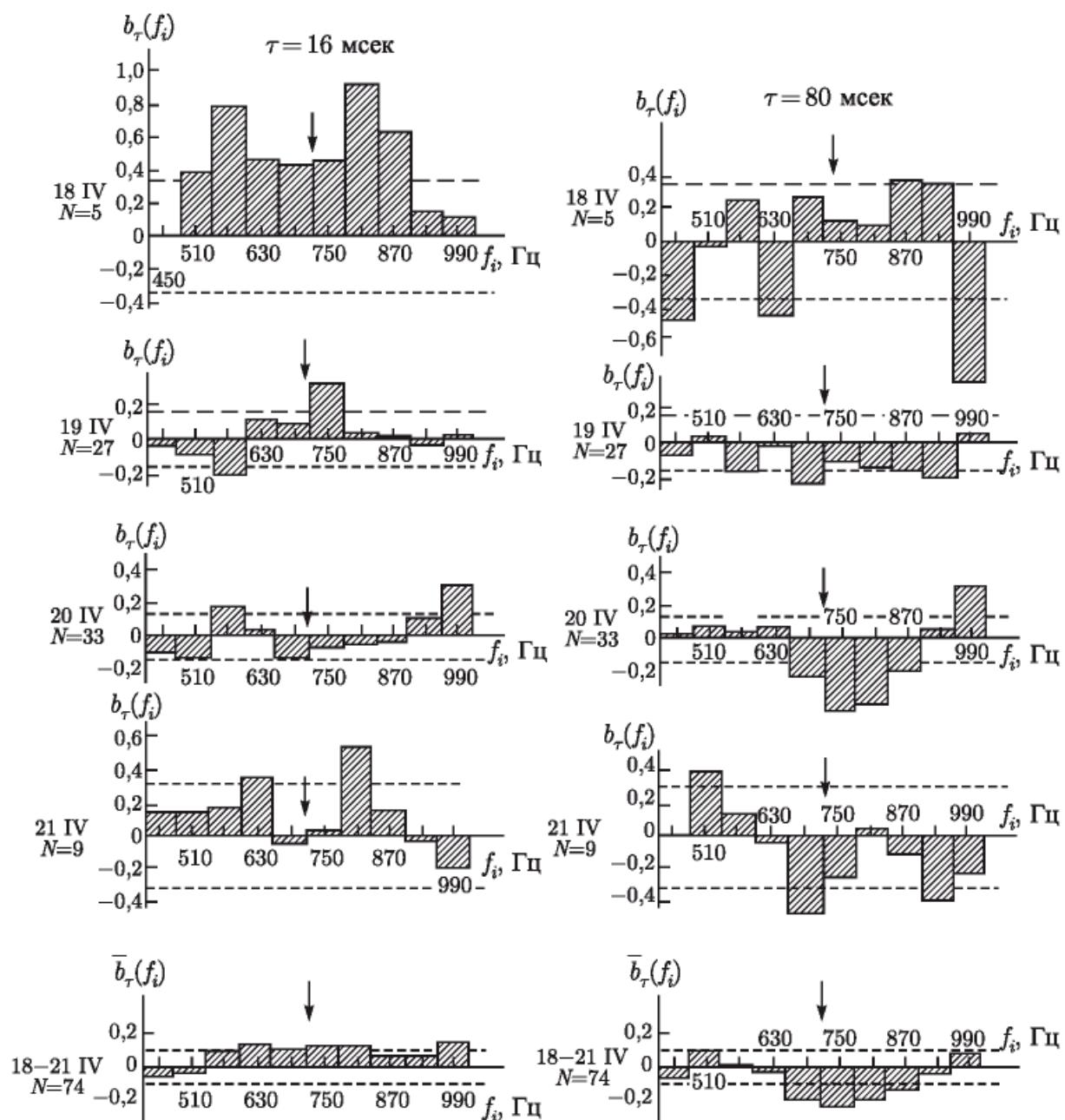


Рис. 8а. Спектр широкополосной составляющей отраженного сигнала по дням.
Фильтры с полосами пропускания по 60 Гц: частота манипуляции 4 Гц

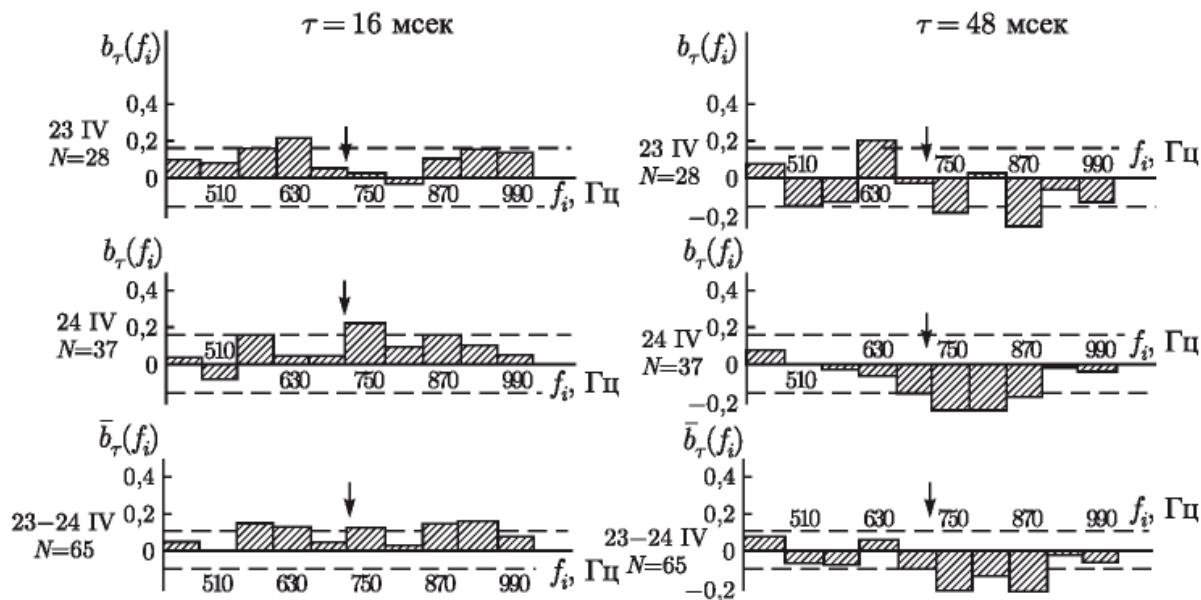


Рис. 86. Спектр широкополосной составляющей отраженного сигнала по дням.
Фильтры с полосами пропускания по 60 Гц; частота манипуляции 8 Гц

манипуляции при любом расстоянии до отражающей точки, хотя бы при одном из значений задержки, разностная энергия отраженного сигнала $\Delta W_\tau(f_i)$ близка к максимально возможной.

Заметим, что задержке 16 мсек в предположении отражения от ближайшей к нам точки поверхности Венеры будет соответствовать разностная энергия положительного знака; задержкам 48 мсек (для сеансов с частотой манипуляции 8 Гц) и 80 мсек (для сеансов с частотой манипуляции 4 Гц) — отрицательного знака. Значения разностной энергии шума, соответствующие задержкам, отличающимся на четверть периода манипуляции, независимы.

Для оценки значений величины $b_\tau(f_i)$ за 1 день производилось простое усреднение по сеансам результатов измерений разностной энергии в соответствующих фильтрах. При определении средних результатов измерений за несколько дней ($\bar{b}_\tau(f_i)$, см. нижние графики рис. 8) учитывалось значение интенсивности шума на выходе анализатора и количество сеансов для каждого дня.

На рис. 8 пунктиром отложен уровень, соответствующий среднеквадратичному разбросу величины $b_\tau(f_i)$ из-за влияния шумов приемника.

На рис. 3, а, б (квадраты) для различных дней приведены значения средней за сеанс разностной энергии широкополосной составляющей отраженного сигнала в полосе частот, перекрываемой десятью фильтрами (600 Гц) при значениях задержки, отличающихся на четверть периода повторения посылок.

На рис. 3, а приведены результаты, соответствующие $\tau = 16$ мсек. На рис. 3, б результаты, соответствующие 18–21 IV, получены при $\tau = 80$ мсек (период манипуляции $T = 256$ мсек); результаты, соответствующие 21, 23 и 24 IV, получены при $\tau = 48$ мсек ($T = 128$ мсек).

Длина вертикальных отрезков равна двойному среднеквадратичному отклонению величины B_τ , вызываемому шумами приемника.

На рис. 9 приведены значения расстояний до отражающей точки, полученные по сигналам в различных фильтрах с полосами пропускания по 60 Гц при режекции узкополосной составляющей. По оси абсцисс отложены частоты настройки фильтров, по оси ординат — расстояния. Начало отсчета соответствует расстоянию до ближайшей точки Венеры, определенному по запаздыванию узкополосной составляющей сигнала.

На рис. 9, исходя из частоты следования посылок, указаны длины интервалов однозначного определения расстояния. Пунктиром показана окружность, соответствующая контуру планеты Венера в предположении, что максимальная ширина спектра отраженного сигнала, определяемая вращением планеты, составляла 400 Гц.

На рис. 9, а приведены результаты по средним данным за 18–21 IV, а на рис. 9, б — результаты, полученные на основании измерений, проведенных 18 IV. В этот день широкополосная составляющая была особенно интенсивной. При определении дальности исходили из гипотезы, что сигнал, соответствующий полосе каждого фильтра, отражался от «точечной» цели. Разброс точек можно объяснить влиянием шумов.

При радиолокации Венеры в 1961 г. в Массачусетском и Калифорнийском институтах (США) была зарегистрирована лишь узкополосная составляющая отраженных сигналов. При радиолокации Венеры в Джодрел Бэнк (Англия) спектр не измерялся.

Оценка вероятности того, что за отраженный широкополосный сигнал были нами приняты шумы приемника и помехи, идущие из антennы, проведенная различными способами, показала, что вероятность этого имеет порядок 10^{-2} или менее. При этой оценке была исключена возможность сколько-нибудь существенного влияния на полученный результат узкополосной составляющей сигнала.

Непрерывный контроль излучаемого сигнала при помощи контрольного приемника и периодическая проверка приемного тракта по имитатору сигнала [3] показали, что наблюдавшееся расширение спектральной линии нельзя объяснить паразитной модуляцией в передатчике или приемнике.

Поскольку приемник включался примерно через 0,5 мин после выключения передатчика, никакие отражения сигналов от образований, близких к Земле (например, от ионосферы), в приемник попасть не могли. Появление широкополосной составляющей за счет отражений от каких-либо образований в космическом пространстве также маловероятно. Чтобы получить от них сигнал, регистрируемый анализатором, необходимо, чтобы такие образования двигались относительно Земли примерно с той же скоростью, что и Венера. Иначе сдвиг частоты Доплера, который в сигнале, отраженном от Венеры, достигал 30 кГц, имел бы другое значение, и эти сигналы не прошли бы через приемник. Кроме того, рис. 9 показывает, что точки отражения, обусловливающие широкополосную составляющую, лежат в области, близкой к поверхно-

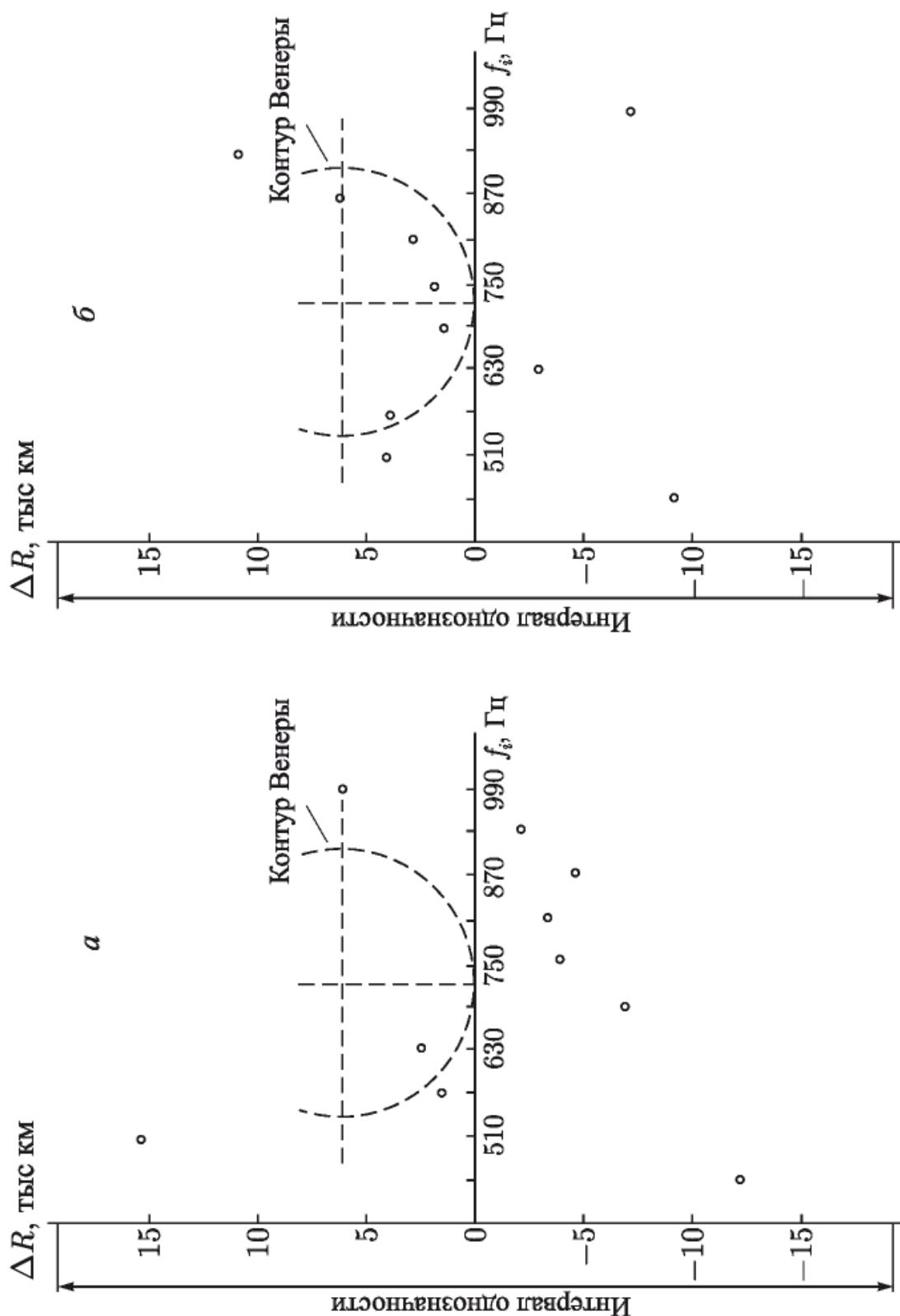


Рис. 9. Расстояния, полученные по сигналам в различных фильтрах (без узкополосной составляющей): *a* — по измерениям за 18–21 IV, $N = 74$; *b* — по измерениям за 18 IV, $N = 5$

сти Венеры. Если бы отражения происходили от случайных образований в космосе, то эти дальности были бы распределены в интервалах неоднозначности (рис. 9) более равномерно.

Таким образом, остается предположить, что широкополосная составляющая была обусловлена отражением от Венеры.

В этом случае наблюдавшиеся явления можно объяснить различным образом.

А. Широкополосная составляющая образуется вследствие отражения сигнала от всей поверхности Венеры и сдвига частоты Доплера, вызванного ее вращением. Узкополосная составляющая вызвана отражением от наиболее близкого к нам участка поверхности Венеры («блестящая точка»).

Поскольку расширение линий спектра в узкополосной составляющей сигнала по крайней мере в 100 раз меньше, чем в широкополосной, следует предположить, что размер блестящей точки меньше $1/100$ диаметра Венеры. Это может быть в том случае, если поверхность Венеры значительно более гладкая, чем поверхность Луны, у которой, как считают, половина мощности радиолокационных сигналов отражается от «центрального пятна» с диаметром, равным $1/10$ диаметра Луны.

При данном предположении для размытия линий на ± 200 Гц период вращения Венеры должен составлять примерно 11 суток, если ее ось вращения перпендикулярна направлению на Землю и отражает вся поверхность. Если ось вращения составляет 60° к направлению на Землю [9], то период сокращается до 9 суток. Если регистрировался нами не весь спектр и он действительно шире 400 Гц, то период вращения должен быть еще меньше.

Б. Отражающие свойства Венеры примерно такие же, как у Луны. Тогда узкополосная составляющая отраженного сигнала должна соответствовать отражению от пятна в $1/10$ радиуса Венеры. В этом случае, учитывая, что эта составляющая по нашим данным меньше 4 Гц, получаем период вращения больше 100 суток.

При этой гипотезе широкополосную составляющую нельзя объяснить отражением от поверхности планеты и следует предположить, что она произошла вследствие отражения от каких-то образований, движущихся с радиальными скоростями до ± 40 мсек относительно Венеры или даже быстрее, например от сильно ионизированных потоков. Однако для этого ионизация в этих потоках должна быть много больше, чем в ионосфере Земли. Некоторые данные [10] указывают, что это, возможно, имеет место.

Выводы

Полная обработка всех материалов радиолокационных наблюдений планеты Венера, проведенных в 1961 г. в СССР, дала следующие результаты.

1. Астрономическая единица равна 149 599 300 км с максимальной ошибкой ± 2000 км.

2. В спектре сигнала, отраженного от Венеры, были зарегистрированы узкополосная и широкополосная составляющие. Ширина узкополосной составляющей была меньше 4 Гц, ее интенсивность почти не менялась за все дни наблюдений. Коэффициент отражения Венеры, определенный по узкополосной составляющей, равен 8% (по отношению к идеальной проводящей сфере таких же размеров).

3. Широкополосная составляющая сигнала соответствовала расширению линий до 400 Гц и более. Она сильно менялась ото дня ко дню. Энергия широкополосной составляющей была соизмерима с энергией узкополосной составляющей.

Литература

1. Газеты «Правда» и «Известия» от 12 V 1961 г.
2. V. A. Kotelnikov, Radar contact with Venus, J. Brit. Instn Radio Engrs, 1961, 22, 4, 293.
3. В. А. Котельников, Л. В. Апраксин, В. О. Войтов, М. Г. Голубцов, В. М. Дубровин, Н. М. Зайцев, Е. Б. Коренберг, В. П. Минашин, В. А. Морозов, Н. И. Никитский, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской, Радиолокационная установка, использовавшаяся при радиолокации Венеры в 1961 г., Радиотехника и электроника, 1962, 7, 11, 1851.
4. В. А. Морозов, З. Г. Трунова, Анализатор слабых сигналов, использовавшийся при радиолокации Венеры в 1961 г., Радиотехника и электроника, 1962, 7, 11, 1880.
5. J. H. Thomson, G. N. Taylor, J. E. Ponsoby, R. S. Roger, A new determination of the solar parallax by means of radar echoes from Venus, Nature, 1961, 190, 4775, 519.
6. The Staff, Millstone Radar Observatory, The scale of the solar system, Nature, 1961, 190, 4776, 592.
7. L. R. Malling, S. W. Golomb, Radar measurement of the planet Venus, J. Brit. Instn Radio Engrs, 1961, 22, 4, 297.
8. J. F. Mulligan, S. J. and D. F. McDonald, Some recent determinations of the velocity of light, Amer. J. Phys., 1957, 25, 3, 180.
9. Д. Я. Мартынов, Загадка Венеры, Природа, 1960, 10, 8.
10. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Результаты наблюдений радиоизлучения Венеры в 1961 г., Астрон. ж., 1961, 38, 6, 1115.
11. R. Price, P. E. Green, T. J. Goblik, R. H. Kingston, L. G. Kraft, G. H. Pettengil, R. Silver, W. B. Smith, Radar echoes from Venus, Science, 1959, 129, 3351, 751.
12. I. V. Evans, G. N. Taylor, Radio echo observations of Venus, Nature, 1959, 184, 4696, 1358.
13. К. А. Куликов, Фундаментальные постоянные астрономии, ГИТТЛ, 1956.
14. J. B. McGuire, E. R. Spangler, L. Wong, The size of the solar system, Scient. Amer., 1961, 204, 4, 464.

РАДИОЛОКАЦИОННАЯ УСТАНОВКА, ИСПОЛЬЗОВАВШАЯСЯ ПРИ РАДИОЛОКАЦИИ ВЕНЕРЫ В 1961 г.

*B. A. Котельников, Л. В. Апраксин, В. О. Войтов, М. Г. Голубцов,
B. M. Дубровин, H. M. Зайцев, E. B. Коренберг, B. P. Минашин, B. A. Морозов,
H. И. Никитский, G. M. Петров, O. N. Ржига, A. M. Шаховской*

Радиотехника и электроника, 1962, № 11

Кратко описываются основные узлы и принцип работы космического радиолокатора, использовавшегося при радиолокации планеты Венера в СССР в 1961 г.

1. Цели измерений

Институт радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций создал специальную аппаратуру и провел в апреле 1961 г. радиолокацию планеты Венера [1, 2]. Целью этого эксперимента было измерение астрономической единицы (среднего расстояния от центра Солнца до центра тяжести системы Земля–Луна), оценка периода вращения Венеры и получение данных о ее поверхности.

До последнего времени астрономическая единица и определяемые через нее расстояния в солнечной системе были известны с ошибкой, как теперь выяснилось, порядка 10^{-3} . Такая точность совершенно недостаточна для вождения межпланетных космических кораблей. Надежных данных о поверхности и периоде вращения Венеры также не было — период оценивался величиной от 24 час до 225 суток.

Основные наблюдения проводились с 18 по 26 IV 1961 г. вблизи нижнего соединения (см. рис. 1), когда расстояние до Венеры было минимальным и составляло 43,5–47,5 млн км, т. е. примерно в 120 раз больше, чем расстояние до Луны.

2. Блок-схема и основные данные радиолокатора

Частота передатчика радиолокатора была около 700 МГц, плотность потока мощности — 250 МВт на стерадиан. На всю видимую поверхность Венеры попадало около 15 Вт. Поляризация излучаемых волн

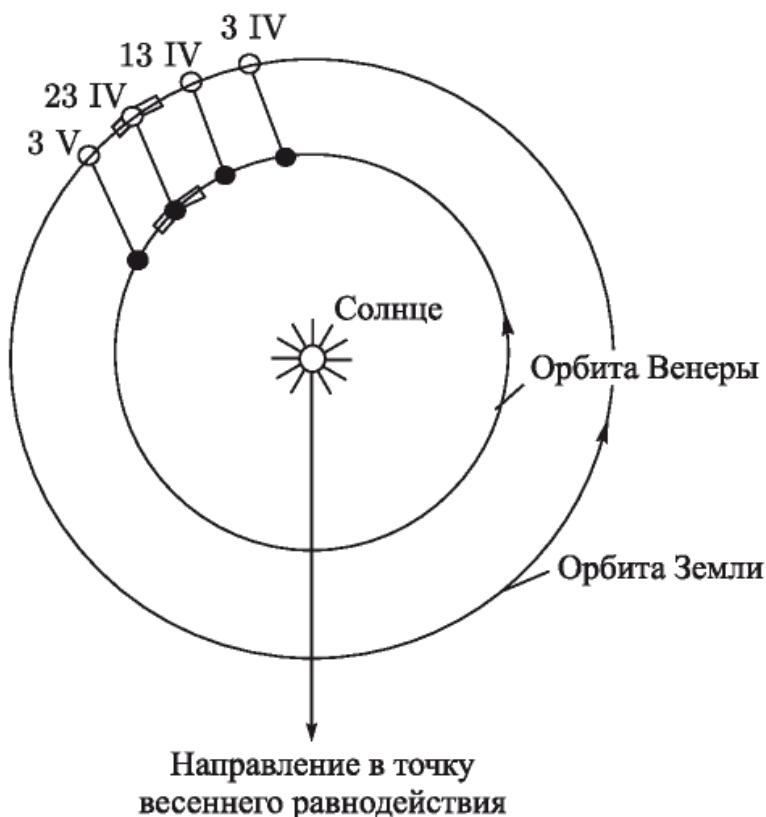


Рис. 1. Положение Земли и Венеры во время проведения радиолокации

была круговой. На приеме антenna имела линейную поляризацию, чем исключалось влияние вращения плоскости поляризации в ионосфере Земли и Венеры на уровень принятых сигналов.

Излучаемый сигнал имел вид телеграфных посылок и пауз длительностью по 128 или 64 мсек (АМ). Использовался также сигнал в виде чередующихся телеграфных посылок на двух частотах, смешенных на 420 Гц, каждая длительностью по 64 мсек (ЧМ).

Частоты передатчика, его манипуляции и гетеродинов приемника задавались прецизионным кварцевым генератором со стабильностью больше 10^{-9} . В частоты несущей сигнала и его манипуляции на передаче по расчетной программе вносились поправки на смещение из-за эффекта Доплера, вызванное изменением расстояния между Землей и Венерой и вращением Земли.

Упрощенная схема космического радиолокатора изображена на рис. 2. Амплитудная манипуляция сигнала производилась ключом K_1 , которым управляли колебания (с введенной поправкой на эффект Доплера) с выхода делителя D . Начало и конец передачи задавались хронизатором Xp . Подавая в момент начала передачи на вход делителя D колебания несущей при помощи ключа K_2 , это устройство осуществляло привязку начальной фазы манипуляции излучаемого сигнала к астрономическому времени.

Передача велась сеансами в течение времени прохождения сигнала от Земли до Венеры и обратно (около 5 мин). Затем при помощи механического коммутатора K_3 , управляемого хронизатором, антenna

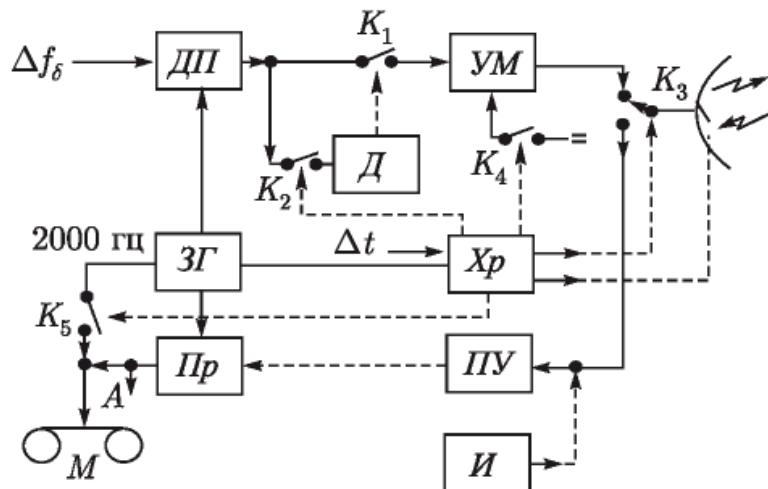


Рис. 2. Блок-схема космического радиолокатора: **ЗГ** — задающий генератор и преобразователи частоты; **ДП** — устройство, вносящее поправку на доплеровское смещение частоты Δf_d ; **УМ** — усилитель мощности; **Д** — делитель; **ПУ** — параметрический усилитель; **Пр** — приемник; **М** — магнитная запись; **Хр** — хронизатор; **И** — имитатор; **K₁**, **K₂**, **K₄**, **K₅** — ключи; **K₃** — механический коммутатор

подключалась к приемнику, поляризация антенны изменялась на линейную и в течение такого же отрезка времени осуществлялся прием. Для исключения помех со стороны передатчика питание усилителя мощности во время приема отключалось при помощи ключа K_4 .

Приходящие сигналы принимались супергетеродинным приемником с параметрическим усилителем **ПУ** на входе. На выходе приемника **Пр** отраженный сигнал должен был в отсутствие вращения Венеры иметь частоту около 700–750 Гц (в зависимости от величины астрономической единицы, принятой в расчетах доплеровской поправки). Этот сигнал вместе с шумами в полосе 420–1020 Гц записывался на магнитную ленту **М**. На эту же ленту записывалось также колебание частоты 2000 Гц, служившее масштабом времени и использовавшееся для контроля и поддержания скорости движения магнитной ленты при воспроизведении. Начало записи этого колебания задавалось хронизатором при помощи ключа **K₅** и соответствовало расчетному моменту прихода 5-минутной серии отраженных сигналов с ошибкой, не превышавшей 1 мсек. Это давало возможность впоследствии судить, насколько фактическое время прохождения сигнала до Венеры и обратно отличалось от расчетного.

Для непрерывного контроля излучения служил специальный приемник, на вход которого все время подавался сигнал передатчика. На выходе этого приемника излучаемая частота снижалась до звуковой и контролировалась на слух и по экрану осциллографа. Работа приемного тракта проверялась при помощи имитатора **И**, подававшего на вход параметрического усилителя соответственно ослабленный зондирующий сигнал. Для контроля точности работы хронизатора **Хр** и делителя **Д** их импульсы записывались на шлейфовых осциллографах.

3. Анализ отраженных сигналов

Записанные на магнитной ленте колебания анализировались при помощи 10 фильтров, имевших полосы пропускания по 60 или по 4 Гц. При использовании фильтров с полосами по 60 Гц после каждого фильтра определялась разностная энергия

$$\Delta W_\tau = W' - W'', \quad (1)$$

где W' — суммарная энергия колебаний на выходе фильтра за заштрихованные один раз отрезки времени (см. рис. 3); W'' — аналогичная энергия за отрезки, заштрихованные дважды.

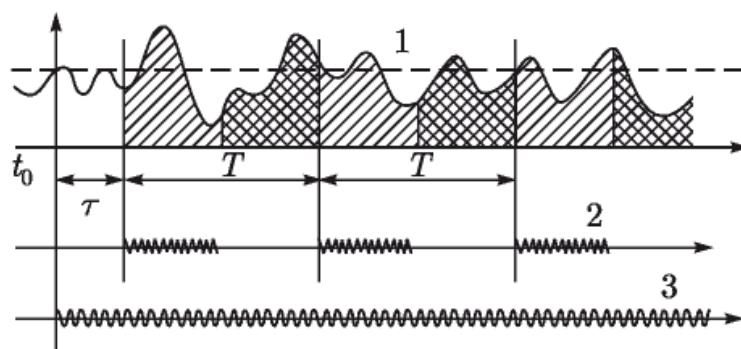


Рис. 3. Временная диаграмма работы анализатора: t_0 — расчетный момент времени прихода серии отраженных сигналов (момент начала записи колебания частоты 2000 Гц); T — период манипуляции сигнала (256 или 128 Мсек); τ — задержка, устанавливаемая по желанию; 1 — мгновенная мощность суммы отраженных сигналов и шума; 2 — фактически пришедший отраженный сигнал; 3 — колебание частоты 2000 Гц

В случае когда задержка τ (см. рис. 3) была такой, что момент $t_0 + \tau$ соответствовал фактическому моменту прихода серии отраженных сигналов (этот случай изображен на рисунке), энергия W' была равна энергии сигнала и шума, а энергия W'' — энергии только шума. В этом случае разность ΔW_τ была максимальной и в среднем равнялась энергии отраженных сигналов.

При изменении задержки τ разностная энергия сигнала менялась по пилообразному закону. При анализе делалось несколько проб при разных τ , на основании которых, учитывая зависимость разностной энергии сигнала от задержки, можно определить энергию сигнала и его запаздывание. Для устранения систематических ошибок фаза манипуляции передаваемых сигналов менялась через сеанс и соответственно менялся знак разности ΔW_τ .

Для анализа сигналов с фильтрами, имевшими полосы пропускания 60 Гц, использовалась схема, изображенная на рис. 4, а. Сигналы с магнитофона M поступали на 10 фильтров $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_{10}$ (резонансных контуров), охватывающих диапазон частот от 420 до 1020 Гц, и с их выхода на пороговые устройства L . Если амплитуда напряжения на выходе фильтра была больше некоторого порога, это устройство про-

пускало подаваемые на него от делителя Δ , состоявшего из двоичных ячеек, импульсы на счетчики C и C'' . Если амплитуда была меньше этого порога, то импульсы не проходили. Число импульсов, подаваемых на пороговые устройства, составляло 1000 в секунду. В выбранном диапазоне амплитуд число импульсов на выходе порогового устройства связано линейной зависимостью с энергией колебаний W , прошедших через фильтры [4].

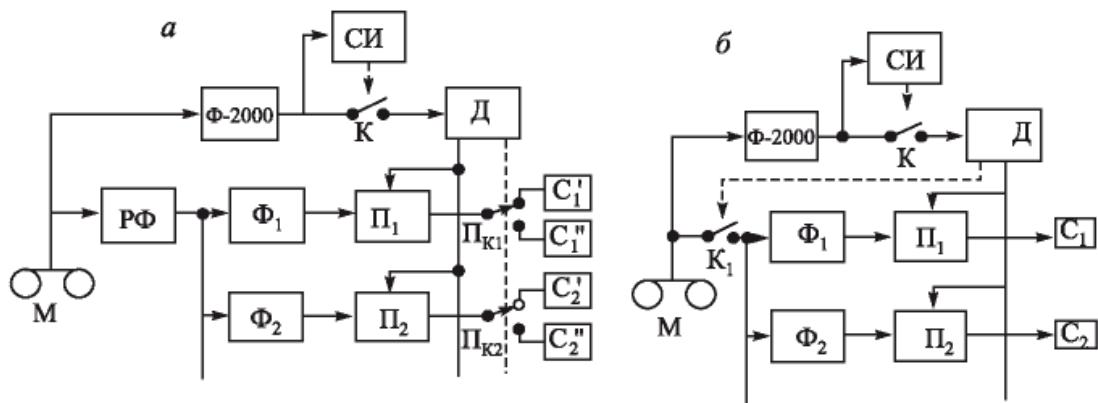


Рис. 4. Блок-схема анализатора при работе с фильтрами, полосы пропускания которых составляли 60 Гц (а) и 4 Гц (б): M — магнитная запись; Φ — фильтры; RF — режекторный фильтр для удаления узкополосной составляющей; Π — пороговые устройства; C — счетчики; SI — счетчик импульсов; Δ — делитель; Π_K — переключатели; K, K_1 — ключи

Записанное на ленту колебание частоты 2000 Гц выделялось фильтром $\Phi-2000$ и поступало на счетчик импульсов SI , который, отсчитав заданное число периодов, соответствующее задержке τ , замыкал ключ K ; через этот ключ колебание частоты 2000 Гц поступало на делитель Δ . Этот делитель начинал выдавать импульсы на пороговые устройства Π и управляющие колебания на переключатели Π_K , которые работали с периодом манипуляции в 250 или 128 мсек. Эти переключатели подавали выходные импульсы пороговых устройств в одни отрезки времени (одиночная штриховка на рис. 3) на счетчики C' , показания которых определялись энергией W' , а в другие отрезки времени (двойная штриховка на рис. 3) — на счетчики C'' , показания которых определялись энергией W'' . Разность показаний этих счетчиков давала некоторую величину, пропорциональную разностной энергии ΔW_τ на выходе каждого фильтра в удобной для дальнейшей обработки цифровой форме.

Для более детального анализа колебаний с магнитной записи в полосе 4 Гц использовалась схема, изображенная на рис. 4, б. Она отличается от схемы рис. 4, а следующим. Фильтры Φ_1, \dots, Φ_{10} были многозвездными, электромеханическими и имели полосу 4 Гц каждый. Счетчики C_1, \dots, C_{10} были подключены прямо к пороговым устройствам, а подаваемое на фильтры колебание прерывалось с периодом манипуляции сигнала ключом K_1 до фильтров. Последние изменения

были сделаны в связи с тем, что в данном случае время нестационарного процесса в фильтрах Φ_1, \dots, Φ_{10} было соизмеримо с периодом манипуляции.

При воспроизведении магнитных записей ключ K_1 замыкался в одни отрезки времени (одиночная штриховка на рис. 3), а в остальное время был разомкнут. Таким образом, счетчики C отсчитывали величину, определяемую энергией W' . Затем та же запись на магнитной ленте воспроизводилась второй раз, причем задержка τ увеличивалась на $T/2$. В этом случае ключ K_1 оказывался замкнутым на отрезки времени, заштрихованные дважды (см. рис. 3), и счетчики отсчитывали величину, определяемую энергией W'' . После этого определялась разность (1).

Если момент времени $t_0 + \tau$ соответствовал фактическому моменту прихода серии отраженных сигналов, то ключ в первом случае оказывался замкнутым во время прихода сигнала, и показания счетчиков C определялись суммарной энергией сигнала и шума. Во втором случае ключ оказывался замкнутым во время пауз, и сигнал на фильтры не поступал. Таким образом, показания счетчиков определялись энергией шума. Разность (1) при такой задержке τ была максимальна и равна энергии сигнала.

Чувствительность радиолокационной установки по потоку мощности при круговой поляризации сигнала в режиме амплитудной манипуляции, времени накопления 5 мин при отношении сигнал/шум на выходе анализатора, равном единице, составляла: с фильтрами 60 Гц $5 \cdot 10^{-23}$ Вт/м²; с фильтрами 4 Гц $1 \cdot 10^{-23}$ Вт/м².

Более подробное описание анализатора и его характеристики приведены в [4].

4. Ввод поправки на эффект Доплера

Ввод поправки на влияние эффекта Доплера осуществлялся вручную при помощи генератора колебаний низкой частоты типа 641. Этот генератор позволяет плавно менять частоту в пределах 0–5 кГц при точности лучше 1 Гц. Для перекрытия полного диапазона поправок Δf_d от -65 до $+65$ кГц служат «подставки», следующие через 5 кГц. Блок-схема получения подставок, сложения их с частотой плавного генератора и переноса на стабильную частоту, поступающую в передатчик, а также осуществления частотной манипуляции сигнала изображена на рис. 5.

Частотные подставки образуются путем фильтрации гармоник колебаний стабильной частоты 5 кГц. Как видно из рис. 5, ограничением и дифференцированием в блоках УО и ФЦ из этих колебаний формируются узкие однополярные импульсы с частотой повторения 5 кГц. Длительность импульсов выбрана около 5 мксек с тем, чтобы в диапазоне до 60 кГц амплитуда гармоник 5 n кГц была примерно по-

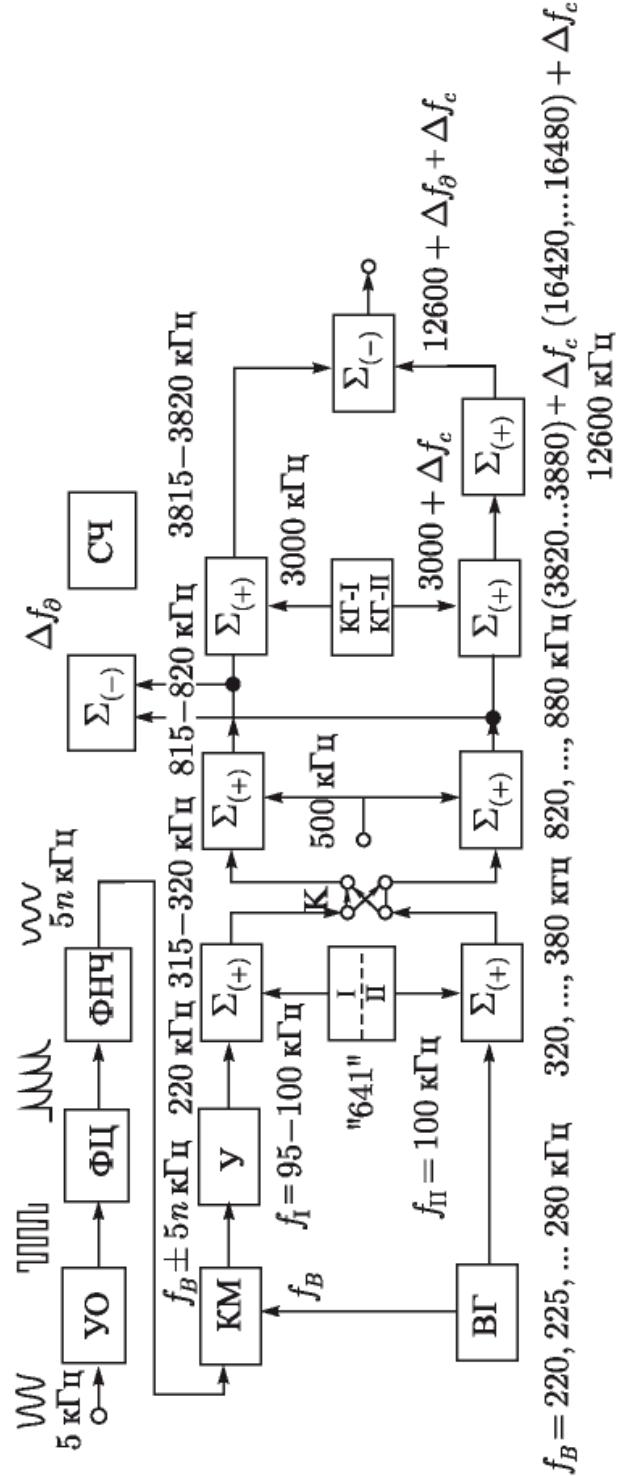


Рис. 5. Блок-схема устройства, вносящего поправку на эффект Доплера: $УО$ — усилитель-ограничитель; $\phi\mathcal{U}$ — формирующая цепь; $\Phi\mathcal{H}\mathcal{C}$ — фильтр низких частот; KM — колцевой модулятор; BG — вспомогательный гетеродин; $У$ — узкополосный усилитель; $KГ$ — генератор, стабилизированный кварцем; $CЧ$ — счетчиковый частотомер; $\Sigma_{(+)}$ — смеситель с выделением верхней боковой полосы; $\Sigma_{(-)}$ — смеситель с выделением нижней боковой полосы; K — ключ

стоянной. Выше 60 кГц спектр импульсов срезается фильтром нижних частот (*ФНЧ*).

Фильтрация гармоник производилась по принципу супергетеродинного приема на постоянной частоте. Для этого колебания вспомогательного гетеродина *ВГ* модулировались в кольцевом модуляторе *КМ* полученной последовательностью импульсов. С выхода кольцевого модулятора колебания поступали в узкополосный усилитель *У* (ширина полосы пропускания около 1 кГц), настроенный на частоту 220 кГц. Изменяя параметры контура, можно было менять частоту гетеродина *ВГ* ступенями по 5 кГц в диапазоне 220–280 кГц. При этом в полосу пропускания узкополосного усилителя попадала одна из составляющих нижней боковой полосы модулированных колебаний, удовлетворяющая равенству $f_{\text{в}}(n) - 5n = 220$ кГц. Остальные составляющие на выходе усилителя в сильной мере ослаблялись. Ввиду того что частота вспомогательного гетеродина $f_{\text{в}}$ в дальнейшем исключается, нестабильность его частоты в известных пределах не играла роли.

Низкочастотный генератор типа 641, примененный для плавного изменения частоты, использует принцип биений. Он состоит из двух генераторов; частота одного из них (*I*) изменяется в пределах $f_I = 95$ –100 кГц, а второй (*II*) имеет постоянную настройку $f_{II} = 100$ кГц. Как показано на рис. 5, колебания генератора *I* смешиваются в смесителе Σ с колебаниями, поступающими с выхода узкополосного усилителя *У*, а колебания генератора *II* — с колебаниями вспомогательного гетеродина *ВГ*. Разность частот колебаний на выходе смесителей равна величине поправки на эффект Доплера. Далее частота колебаний в обоих каналах последовательно повышалась на 500 и 3000 кГц. Колебания частоты 3000 кГц получались от двух независимых термостатированных генераторов *КГ-I* и *КГ-II*, стабилизованных кварцем. При работе передатчика с частотной манипуляцией частота колебаний, добавляемых в нижний канал, периодически изменялась на $\Delta f_c = 420$ Гц. Частотная манипуляция осуществлялась при помощи полупроводникового диода, включенного последовательно с резонатором генератора *КГ-II*. Емкость этого диода зависит от величины запирающего напряжения, периодически изменяемого колебаниями делителя *Д* (рис. 2).

После добавления в нижний канал стабильной частоты 12 600 кГц на выходе последнего смесителя образуется разность частот обоих каналов; при этом исключаются нестабильная частота гетеродина *ВГ*, частота 500 кГц и общие значения частот генераторов 641 и *КГ-I*, *КГ-II*. Изменение знака поправки Δf_d на эффект Доплера производилось ключом *K*, который менял местами включение обоих каналов. На выходе схемы частота колебаний равна

$$12\,600\,000 \pm [5\,000n + (0 - 5000)] + (0 \text{ или } 420) \text{ Гц}. \quad (2)$$

Ряд дальнейших преобразований в передатчике позволил повышать это значение до частоты несущей.

Установленное значение поправки на эффект Доплера контролировалось при помощи электронного счетчикового частотометра СЧ, на который поступали колебания разностной частоты обоих каналов, как показано на рис. 5. Описанная система ввода поправки на эффект Доплера обеспечивала точность ввода до 1 Гц.

Все колебания, необходимые для формирования излучаемого сигнала, для ввода подставок через 5 кГц, а также для гетеродинов приемника, получались от высокостабильного эталонного генератора путем деления, умножения и смешения его основной частоты.

5. Приемное устройство и магнитная запись

Приемный тракт, блок-схема которого (без усилителя высокой частоты и первого преобразователя) изображена на рис. 6, имел постоянную настройку благодаря тому, что доплеровское смещение частоты компенсировалось при передаче. Основное усиление сигнала, частота которого после первого смесителя составляла $\sim 19,4$ МГц, велось при помощи коротковолнового приемника, к которому подводились стабильные частоты гетеродина. Далее следовали еще два преобразователя, после которых частота сигнала снижалась до 750 Гц. Ширина полосы пропускания приемника, определяемая полосовым фильтром ПФ-II, была около 700 Гц.

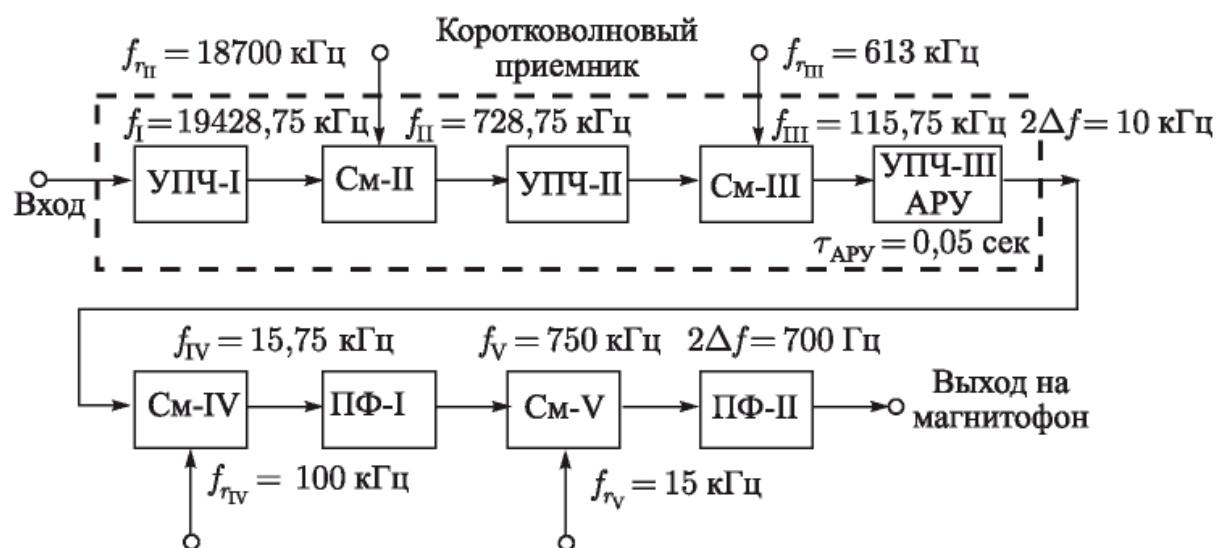


Рис. 6. Блок-схема приемного тракта: НЧ — усилитель промежуточной частоты; См — смеситель; ПФ — полосовой фильтр

Постоянный средний уровень шума на выходе, необходимый для нормальной работы анализатора, поддерживался при помощи автоматической регулировки усиления. Постоянная времени схемы АРУ была 0,05 сек. Чтобы действие схемы АРУ не вызывало демодуляции сигнала, полоса пропускания коротковолнового приемника до детектора АРУ была выбрана равной 10 кГц.

Для того чтобы гармоники гетеродинов не оказались в полосе частот, пропускаемых приемным трактом, частоты гетеродинов были выбраны кратными 1 кГц, тогда как значения частоты принимаемого сигнала и всех промежуточных частот оканчивались на 750 Гц. Благодаря такому выбору частот, несмотря на 5 частотных преобразований, в приемнике не потребовались какие-либо специальные меры борьбы с гармониками гетеродинных и других вспомогательных частот.

Ввиду того что полоса частот на выходе коротковолнового приемника получилась относительно широкой (от 400 до 1100 Гц) и гармоники составляющих шума из области низких частот могли оказаться в пределах этой полосы, особое внимание было уделено линейности амплитудной характеристики последнего смесителя *Cm-V*, выполненного по кольцевой схеме, и следующего за ним тракта.

Сигналы с выхода коротковолнового приемника вместе с колебанием частоты 2000 Гц поступали на вход усилителя записи студийного магнитофона типа МЭЗ-28. Для питания ведущего синхронного электродвигателя магнитофона служил генератор, стабилизированный кварцем и имевший делитель частоты и усилитель мощности. В целях исключения погрешностей записи из-за растяжений магнитной ленты и т. д. скорость движения ее при воспроизведении можно было регулировать путем изменения частоты питающего напряжения ведущего электродвигателя. Для этого использовалось записанное на ленте колебание частоты 2000 Гц, которое сравнивалось с колебанием той же частоты от стабильного источника.

6. Работа хронизатора

Включение манипуляции при передаче, подача колебания частоты 2000 Гц на магнитную запись через определенный интервал времени, выключение передатчика и перевод антенны из режима передачи в режим приема производились при помощи хронизатора, блок-схема которого изображена на рис. 7. Основными элементами хронизатора являются счетчик числа секунд *CЧС*, шаговое реле *ШР* и счетчик числа полумиллисекунд *СЧМ*. На хронизатор поступают короткие импульсы, следующие через 1 мин, 1 сек и 0,5 мсек. Передний фронт минутных, секундных и полумиллисекундных импульсов совпадает по времени и точно привязан к астрономическому времени.

Начало передачи происходит в момент, соответствующий определенной минуте. При нажатии кнопки *K_н* пропускается ближайший минутный импульс, который замыкает ключи *K₆* (рис. 7) и *K₂* (рис. 2). Ключ *K₂* включает делитель *Д* колебания которого начинают манипулировать сигнал через ключ *K₁* (рис. 2).

Через ключ *K₆* и коммутатор *K₇* секундные импульсы поступают на счетчик числа секунд *CЧС*, как показано на рис. 7. В качестве этого счетчика используется электромагнитное реле счета импульсов, которое позволяет отсчитывать любое число импульсов в пределах от 0

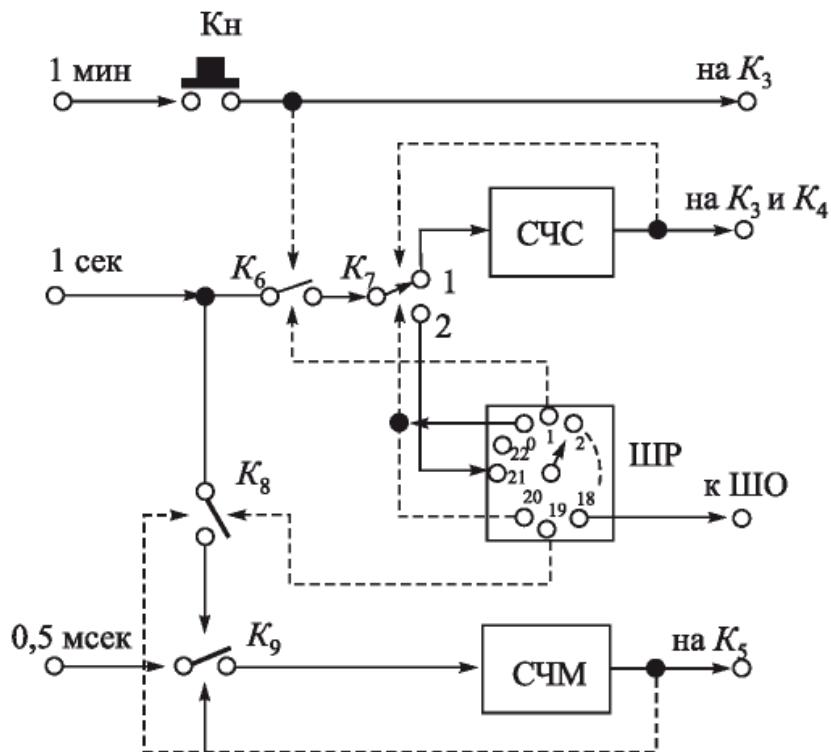


Рис. 7. Блок-схема хронизатора: СЧС — счетчик числа секунд; ШР — шаговое реле; СЧМ — счетчик числа полумиллисекунд; $K_{\text{н}}$ — кнопка, при нажатии которой пропускается ближайший минутный импульс, включающий манипуляцию сигнала; K_6 , K_8 , K_9 — ключи; K_7 — коммутатор

до 675. Отсчитав заданное число секундных импульсов, счетчик выдает импульс, перебрасывающий коммутатор K_7 из положения 1 в положение 2, и возвращается в первоначальное положение. От этого же импульса выключается передатчик, антенна подключается к приемнику (ключи K_3 , K_4 , рис. 2) и изменяется поляризация.

Теперь секундные импульсы поступают на шаговое реле ШР , имеющее 24 положения. Спустя 19 сек после начала счета это реле выдает импульс, от которого замыкается ключ K_8 , пропускающий следующий секундный импульс на реле, замыкающее ключ K_9 . Число секундных импульсов, отсчитанных счетчиком числа секунд, и 20 сек, определяемых шаговым реле, составляют в сумме целое число секунд расчетного времени распространения сигнала от Земли до Венеры и обратно.

Последний секундный импульс, пройдя через ключ K_8 , замыкает ключ K_9 , пропускающий полумиллисекундные импульсы на счетчик числа полумиллисекунд СЧМ . Этот счетчик состоит из 12 двоичных ячеек и позволяет отсчитывать до 2048 импульсов. По окончании счета полумиллисекундных импульсов выдается импульс, от которого замыкается ключ K_5 (рис. 2), включающий колебание частоты 2000 Гц на магнитную запись, и размыкаются ключи K_8 и K_9 , прекращающие подачу импульсов на счетчик СЧМ . Этот импульс соответствует расчетному моменту прихода отраженных сигналов и началу приема. Начало приема отделено от конца передачи паузой около 20 сек, определяемой временем работы шагового реле ШР .

Продолжая работать дальше, шаговое реле в положении 20 выдает импульс, подающий вновь секундные импульсы через коммутатор K_7 на счетчик $СЧС$, и в этом положении останавливается. Повторный счет секунд задает время приема. В конце повторного счета секунд коммутатор K_7 снова переключается в положение 2, а шаговое реле досчитывает число импульсов до 24. В положении 24 (нулевом) выдается импульс на ключ K_6 , прекращающий подачу секундных меток, а коммутатор K_7 возвращается в положение 1, и схема оказывается в первоначальном положении.

В положении 18 реле $ШР$ выдает импульс на включение шлейфового осциллографа $ШО$, регистрирующего момент подачи на магнитную запись колебания частоты 2000 Гц. Этот осциллограф имел скорость протяжки 250 мм/сек и включался на 6 сек. Для регистрации момента начала передачи и контроля работы делителя D (рис. 2) шлейфовый осциллограф включался также в начале сеанса (при нажатии кнопки K_n). Второй шлейфовый осциллограф работал непрерывно в течение всего сеанса при скорости протяжки 2 мм/сек. На нем записывались колебания, выдаваемые делителем D , и временные интервалы на время работы счетчика числа секунд.

7. Обработка результатов наблюдений

Предварительный анализ отраженных сигналов проводился во время приема. Анализирующее устройство подключалось непосредственно к выходу приемника (точка A , рис. 2), параллельно записи на магнитную ленту. При помощи анализатора с фильтрами, полоса пропускания которых равнялась 60 Гц, были обнаружены отраженные сигналы в широком спектре (несколько сот герц). По этому широкому спектру предварительно определялась астрономическая единица и оценивался период вращения Венеры. Результаты этого анализа были опубликованы в газетах [1].

Полный анализ сигналов, отраженных от Венеры, производился после окончания всех радиолокационных наблюдений с магнитных записей. Для этого анализа были отобраны сеансы, в которых вся аппаратура работала нормально. Проверка работы аппаратуры производилась по осцилограммам контроля точности работы аппаратуры во времени и по рабочим журналах операторов.

Результаты обработки радиолокационных наблюдений планеты Венера приведены в статье [3].

Литература

- Газеты «Правда» и «Известия» от 12 V 1961.
- V. A. Kotelnikov, Radar contact with Venus, J. Brit. Instn Radio Engrs, 1961, 22, 4, 293.

3. В. А. Котельников, В. М. Дубровин, В. А. Морозов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, З. Г. Трунова, А. М. Шаховской, Результаты радиолокации Венеры в 1961 г., Радиотехника и электроника, 1962, 7, 11, 1860.
4. В. А. Морозов, З. Г. Трунова, Анализатор слабых сигналов, использовавшийся при радиолокации Венеры в 1961 г., Радиотехника и электроника, 1962, 7, 11, 1882.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР

Поступила в редакцию 15 VI 1962

РАДИОЛОКАЦИЯ ПЛАНЕТЫ МЕРКУРИЙ

*В. А. Котельников, Г. Я. Гуськов, В. М. Дубровин, Б. А. Дубинский,
М. Д. Кислик, Е. Б. Коренберг, В. П. Минашин, В. А. Морозов,
Н. И. Никитский, Г. М. Петров,
Г. А. Подопригора, О. Н. Ржига, А. В. Францессон, А. М. Шаховской*

Доклады Академии наук СССР, 1962. Том 147, № 6

В июне 1962 г. Институт радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций произвел радиолокацию планеты Меркурий. Для измерений было выбрано нижнее соединение Меркурия, когда он ближе всего подходит к Земле. Расстояние до Меркурия во время измерений составляло 83–88 млн км и было в два раза больше, чем при радиолокации планеты Венера в 1961 г. [1].

Изучение производилось на частоте около 700 МГц. Передающая антenna имела круговую поляризацию. Плотность потока мощности при излучении составляла 375 МВт на стерadian. Из-за больших расстояний и малых размеров (площадь поверхности Меркурия в шесть раз меньше площади Венеры) на всю видимую поверхность Меркурия попадало всего около 1 Вт. Передача велась сеансами длительностью около 10 мин., в течение которых сигнал проходил расстояние от Земли до Меркурия и обратно. Передаваемый сигнал имел вид чередующихся телеграфных посылок на двух частотах, отличающихся на 62,5 Гц. Длительность посылок и пауз на каждой частоте составляла 1024 мсек.

Прием отраженных сигналов производился на антенну с линейной поляризацией. На входе приемника стояли парамагнитный и параметрический усилители. С выхода приемника отраженные сигналы вместе с шумами в полосе частот от 30 до 300 Гц и масштабным колебанием 2000 Гц записывались на магнитную ленту. Начало записи колебаний 2000 Гц соответствовало расчетному моменту прихода 10-минутной серии отраженных сигналов.

Смещение частоты несущей и частоты манипуляции отраженных сигналов, вызываемое эффектом Доплера из-за движения Меркурия и Земли (с учетом ее вращения), компенсировались по расчетной программе с помощью специального устройства, линейно менявшего частоту в течение сеанса ступеньками по 0,2 Гц. При этом астрономическая единица принималась равной $A = 149\,599\,300$ км [1], скорость света 299 792,5 км/сек.

Распределение энергии в спектре записанных колебаний исследовалось с помощью 20-канального анализатора, аналогичного применявшемуся при радиолокации Венеры в 1961 г. [2, 3]. В анализаторе использовались двухконтурные полосовые фильтры с шириной полосы пропускания 16 Гц (по уровню 3 дБ), средние частоты которых отличались на 16 Гц. Благодаря четырехкратному увеличению скорости магнитофона при воспроизведении по сравнению с записью (что вызывало пропорциональное расширение спектра частот записанных колебаний в 4 раза) ширина полосы пропускания каналов анализатора, пересчитанная к принимаемому сигналу, составляла 4 Гц.

Принцип измерения энергии отраженных сигналов поясняется рис. 1. На этом рисунке изображено изменение мгновенной мощности сигнала и шума $E'(t)$ и $E''(t)$ в двух каналах анализатора, частоты которых отличаются на 62,5 Гц. При воспроизведении магнитной записи на выходе каждого канала анализатора определяется суммарная энергия сигнала и шума (обозначения см. рис. 1) за четные и нечетные полупериоды частоты манипуляции длительностью $T/2 = 1024$ мсек. и вычисляется разностная энергия

$$\Delta W_\tau = \left(\sum_{1, 3, 5, \dots} w'_i - \sum_{2, 4, \dots} w'_i \right) - \left(\sum_{1, 3, 5} w''_i - \sum_{2, 4} w''_i \right). \quad (1)$$

Эта величина зависит от временной задержки τ , устанавливаемой при воспроизведении магнитной записи. Пусть задержка τ выбрана такой, что момент $t + \tau$ точно соответствует фактическому времени прихода серии отраженных сигналов. В этом случае сигнал попадает в одном канале в нечетные интервалы, а во втором канале, частота

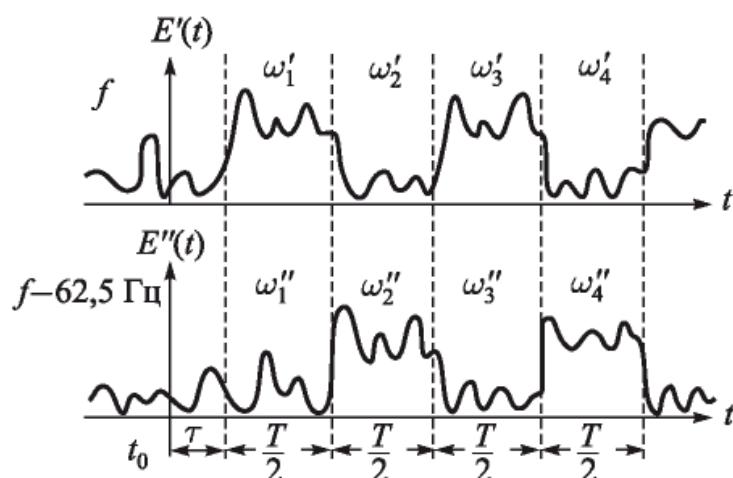


Рис. 1. Временная диаграмма работы анализатора: $E'(t)$, $E''(t)$ — мгновенная мощность принимаемого сигнала соответственно в первом и втором каналах (частоты которых отличаются на 62,5 Гц); T — период манипуляции сигналов (2048 мсек.); w'_i , w''_i — энергия сигнала и шума за интервалы длительностью $T/2$ соответственно в первом и втором каналах; t_0 — момент начала записи колебаний 2000 Гц на магнитной ленте; τ — задержка, устанавливаемая оператором при воспроизведении магнитной записи

которого на 62,5 Гц ниже, — в четные. В первом канале суммарная энергия за нечетные интервалы равна энергии сигнала и шума, а за четные интервалы — только энергии шума, во втором канале — наоборот. В этом случае величина ΔW_τ максимальна и равна в среднем энергии отраженных сигналов, попадающей в оба канала. Полученные значения ΔW_τ относились к большей частоте.

Калибровка чувствительности радиолокационной установки производилась по излучению внеземного дискретного источника Кассиопея А. Были обработаны материалы 53 сеансов за период с 10 по 15 VI 1962 г.

Суммарный результат измерения спектра отраженных от Меркурия сигналов представлен на рис. 2. На нем по оси абсцисс отложены значения частот настройки каналов анализатора f , по оси ординат — сумма разностных энергий (1) за обработанные сеансы, пересчитанная на плотность потока мощности S , принимаемого антенной. Пунктиром отмечена величина среднеквадратичной погрешности, вызываемой шумами.

Если астрономическая единица соответствует принятой нами величине 149 599 300 км, то при отсутствии размытия спектра энергия сигнала должна была накапливаться во все дни в каналах, соответствующих номинальной частоте сигнала 215 Гц, что, как видно из рис. 2, и получилось.

Энергия центральной полосы шириной 4 Гц на рис. 2 соответствует мощности отраженного сигнала 0,035 Вт, изотропно рассеиваемой поверхностью Меркурия. Так как на всю поверхность Меркурия в этих измерениях падало около 1 Вт, средний коэффициент отражения для этой полосы оказывается равным 3,5 %. При суммировании энергий в полосе частот 12 и 20 Гц¹⁾ (соответственно 3 и 5 полос на рис. 2) коэффициент отражения Меркурия получился равным 6 %. Эти результаты близки к данным, которые известны нам о Луне. По радиолокационным измерениям [4, 5] коэффициент отражения Луны составляет $2 \div 7,5 \%$, а половина энергии отраженных сигналов сосредоточена в полосе частот шириной около 2 Гц (в пересчете на Меркурий) [6].

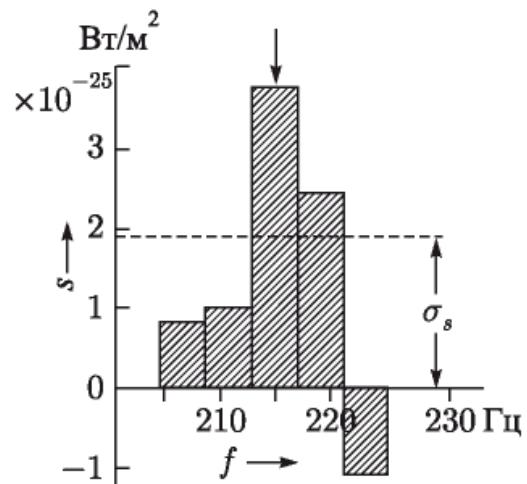


Рис. 2. Средний спектр отраженных от Меркурия сигналов (10–15 VI 1962 г.)

¹⁾ Период вращения Меркурия по оптическим наблюдениям равен 88 земным суткам, что при частоте зондирующего сигнала около 700 МГц может вызвать максимальное расширение спектра эхо-сигнала ± 10 Гц относительно средней частоты.

Поскольку надежно установить коэффициент отражения Меркурия ввиду малого отношения сигнал – шум, не представляется возможным, результаты измерения представлены на рис. 3 в виде вероятностных гистограмм. По оси абсцисс на них отложено значение коэффициента отражения ρ с интервалом в 1 %, по оси ординат — вероятность p того, что истинное значение коэффициента отражения находится в данном интервале. При этом считалось, что априорное распределение плотности вероятности коэффициента отражения равномерно в пределах 0 ÷ 100 %.

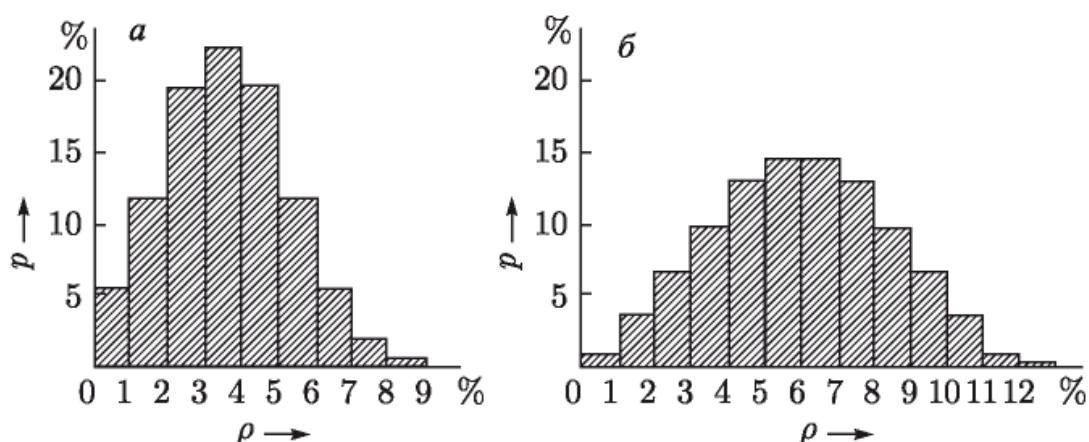


Рис. 3. Распределение вероятностей значений коэффициента отражения по энергии в полосе частот 4 Гц (а) и 12 Гц (б)

Частота приходящих отраженных сигналов и их запаздывание зависят от величины астрономической единицы А. Накапливая разностную энергию (1) по каналам анализатора, соответствующим различным значениям А, и беря соответствующие задержки τ , можно получить значение разностной энергии отраженного сигнала ΔW_τ в предположении различных значений А.

На рис. 4 представлен результат такой обработки. По оси абсцисс отложены различные значения астрономической единицы через 10 000 км, по оси ординат отношение $\sum \Delta W_\tau / \sigma_{\Delta W}$, где $\sum \Delta W_\tau$ — сумма разностных энергий за обработанные сеансы, взятая по каналам и задержкам, соответствующим данной астрономической единице; $\sigma_{\Delta W}$ — дисперсия величины $\sum \Delta W_\tau$, определенная по данным этого рисунка. Как видно из рисунка, максимальное положительное значение отношения (равное 2, 3) соответствует астрономической единице 149 600 000 км. Отрицательные выбросы на других значениях астрономической единицы вызваны шумами, так как разностная энергия (1) отраженных сигналов в отсутствие шумов всегда должна иметь положительный знак.

Ввиду малости полученного значения $\sum \Delta W_\tau / \sigma_{\Delta W}$ проведенный эксперимент по радиолокации Меркурия, взятый отдельно, не может надежно гарантировать определенное из него значение астрономической единицы. Однако он дополнительно подтверждает величи-

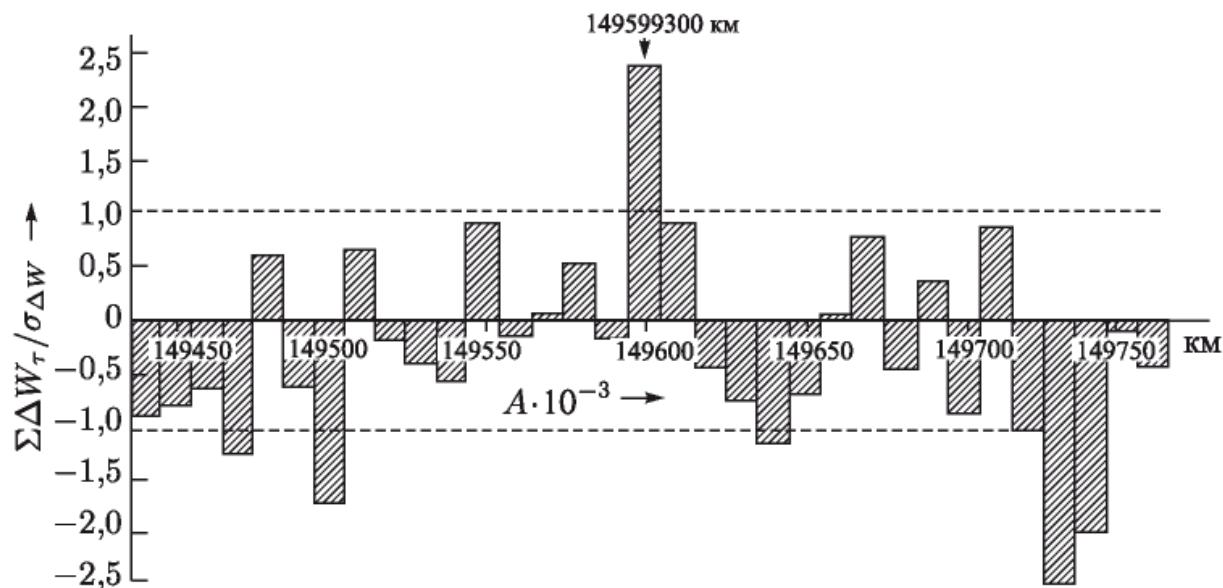


Рис. 4. Накопление разностной энергии для различных значений астрономической единицы

ну астрономической единицы, полученную при радиолокации Венеры в 1961 г. [1, 7–9].

Выводы. Результаты проведенных радиолокационных наблюдений планеты Меркурий не противоречат результатам измерений астрономической единицы, полученным при радиолокации Венеры в 1961 г., и дают коэффициент отражения Меркурия, близкий к коэффициенту отражения лунной поверхности.

Институт радиотехники
и электроники Академии наук СССР

Поступило 11 X 1962

Цитированная литература

1. В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др., ДАН, 145, № 5 (1962).
2. В. А. Котельников, Л. В. Апраксин и др., Радиотехника и электроника, 7, № 11 (1962).
3. В. А. Морозов, З. Г. Трунова, Радиотехника и электроника, 7, № 11 (1962).
4. S. J. Fricker, R. P. Ingalls et al., J. Res. Nat. Bur. Stand., 64 D, № 5, 455 (1960).
5. W. K. Victor, R. Stevens, Science, 134, № 3471, 46, (1961).
6. Луна, Сборн. под ред. А. В. Маркова, М., 1960.
7. J. H. Thomson, G. N. Taylor et al., Nature, № 4775, 519 (1961).
8. The Staff, Millstone Radar Observatory, Nature, № 4776, 592 (1961).
9. L. R. Malling, S. W. Golomb, J. Brit. I. R. E., 22, № 4, 297 (1961).

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВЕНЕРЫ В СОВЕТСКОМ СОЮЗЕ В 1962 г.

*В. А. Котельников, В. М. Дубровин, Б. А. Дубинский, М. Д. Кислик,
Б. И. Кузнецов, И. В. Лишин, В. А. Морозов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига,
Г. А. Сыцко, А. М. Шаховской*

Доклады Академии наук СССР. 1963. Том 151, № 3

В печати уже сообщалось о проведении в 1962 г. Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций повторной радиолокации планеты Венера [1]. Радиолокация производилась на той же установке [3], что и в 1961 г., в которую были внесены изменения в целях повышения точности и надежности измерений. Чувствительность установки, благодаря применению на входе приемника парамагнитного усилителя на кристалле рубина и повышению мощности передатчика, была увеличена примерно в 6 раз по сравнению с 1961 г. Смещение частоты отраженного сигнала, вызываемое эффектом Доплера из-за движения Венеры и Земли (с учетом ее вращения), компенсировалось по расчетной программе при помощи специального устройства, менявшего частоту гетеродина приемника ступеньками по 0,2 Гц.

Частота передаваемого сигнала через каждые 4,096 сек. периодически изменялась на 62,5 Гц для исключения среднего уровня шума в принятом сигнале. Частотный спектр отраженных от Венеры сигналов, записанных на магнитную ленту, исследовался при помощи 20-канального анализатора, аналогичного применявшемуся при радиолокации Венеры в 1961 г. [3, 4].

Средний спектр отраженных сигналов за 20 сеансов¹⁾, проведенных с 20 X по 21 XII 1962 г., построенный по сумме измерений на обеих частотах, излучавшихся передатчиком, изображен на рис. 1, а. Анализ спектра производился фильтрами с полосой пропускания 1 Гц. По оси абсцисс на рисунке нанесены значения частот настройки фильтров анализатора f относительно частоты центрального фильтра f_0 , по оси ординат — величина p , представляющая отношение мощности отражен-

¹⁾ Каждый сеанс состоял из передачи и приема, длительность которых примерно равна времени распространения сигнала от Земли к Венере и обратно (4,5 ÷ 7 мин.).

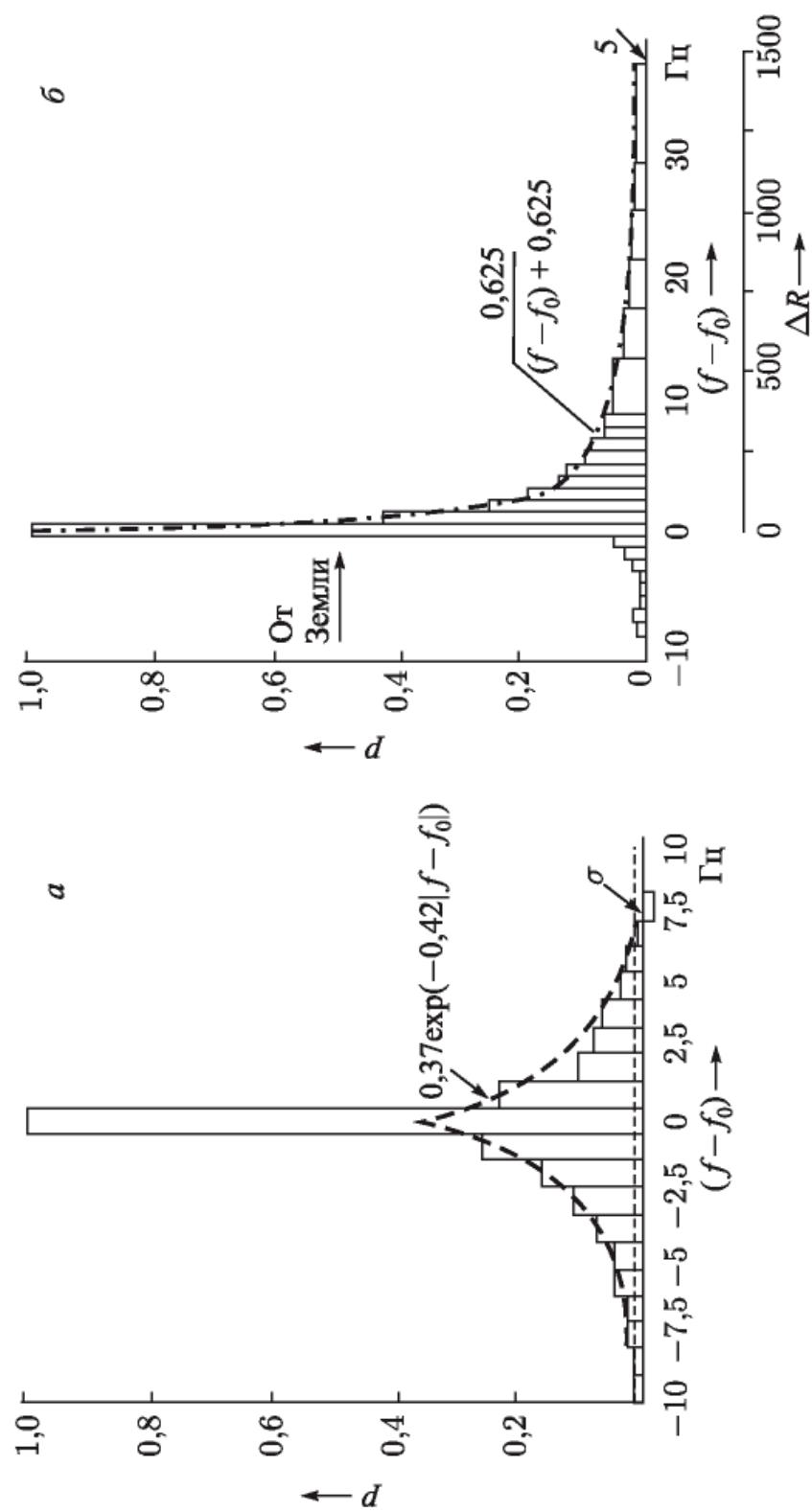


Рис. 1. Средний спектр отраженных сигналов. *a* — Полоса пропускания фильтров 1 Гц. *б* — Распределение по дальности энергии отраженных от Венеры сигналов с частотной модуляцией. Полоса пропускания фильтров 1 и 4 Гц

ного сигнала в полосе каждого фильтра к мощности сигнала в полосе центрального фильтра. Пунктиром отмечена величина среднеквадратичной погрешности измерений, вызываемой шумами. Спектр отраженных сигналов может быть аппроксимирован экспонентой (рис. 1, а)

$$p = 0,37 \exp(-0,42|f - f_0|). \quad (1)$$

Исключение составляет центральный фильтр, в котором уровень сигнала был больше, чем даваемый формулой (1).

Коэффициент отражения Венеры²⁾, измеренный по энергии отраженных сигналов в полосе 20 Гц, в течение двух месяцев менялся в пределах 12 ÷ 18%. Энергия отраженных сигналов в полосе 1 Гц была в 2,5–3 раза меньше полной энергии.

В 1962 г. исследовался также спектр широкополосной составляющей отраженных сигналов, наблюдавшейся в 1961 г. [2]. При этом передаваемый сигнал состоял из непрерывных периодических посылок, частоты которых отличались на 2000 Гц, длительностью по 4,096 сек. Одна из излучавшихся передатчиком частот не попадала в полосу частот, принимавшихся приемником. Полоса пропускания фильтров анализатора при исследовании широкополосной составляющей была 100 Гц. Измерения 1962 г. указывают на весьма вероятное наличие широкополосной составляющей в полосе 300 Гц примерно той же интенсивности, что и в 1961 г. [2], если исключить измерения за 18 IV 1961 г., когда интенсивность широкополосной составляющей была в несколько раз выше, чем в остальные дни измерений 1961 г. Ввиду меньшего по сравнению с 1961 г. числа сеансов, в которых вид модуляции передаваемых сигналов позволял исследовать широкополосную составляющую, происхождение последней надежно установить не удалось.

Для измерения расстояния от Земли до Венеры и распределения энергии отраженного сигнала по дальности в 1962 г. была применена линейная частотная модуляция. Частота излучаемых передатчиком колебаний периодически изменялась по пилообразному закону на 4000 Гц с периодом 1,024 сек. Благодаря применению специальной схемы была достигнута очень высокая линейность изменения частоты. В параметры модуляции вносились поправки, чтобы скомпенсировать изменение частоты из-за эффекта Доплера, вызываемое движением Венеры и Земли. При приеме частота гетеродина приемника изменялась также по пилообразному закону. Начало модуляции на приеме устанавливалось относительно начала модуляции на передаче по расчетной программе с точностью до 0,1 мсек. Если начало модуляции гетеродина на приеме точно соответствовало фактическому времени прихода отраженного сигнала, частота сигнала на выходе приемника была номинальной.

²⁾ Отношение энергии принятых сигналов к энергии сигналов, которые принимались бы, если бы Венера была гладким идеально проводящим шаром.

Если же отраженный сигнал приходил раньше или позже расчетного момента, то частота сигнала на выходе приемника становилась выше или ниже номинальной. По смещению спектра отраженного сигнала и его частей определялась поправка к расчетному времени распространения сигнала, а также распределение энергии сигналов в зависимости от дальности отражающей зоны.

Средний спектр отраженных от Венеры сигналов с частотной модуляцией по 48 сеансам наблюдений, проведенных с 21 X по 21 XII 1962 г., представлен на рис. 1, б. Анализ производился фильтрами с полосой пропускания по 1 и 4 Гц. По осям координат на рис. 1, б нанесены те же величины, что и на рис. 1, а. Смещение спектра по частоте, которое могло быть вызвано несовпадением начала модуляции гетеродина и прихода отраженных сигналов, исключалось гетеродинированием сигнала при воспроизведении магнитных записей так, что в каждом сеансе максимум спектра попадал в один и тот же фильтр.

Внизу рис. 1, б нанесена также ось дальности ΔR в расчете, что максимум спектра соответствует отражению от ближайшей к Земле точки Венеры, находящейся в центре видимого диска планеты. Интенсивность отражения убывает с увеличением дальности отражающей зоны, причем заметное отражение наблюдается еще в зонах, удаленных относительно ближайшей точки планеты на 1500 км, диаметр которых составляет примерно 2/3 диаметра Венеры. Данные рисунка 1, б можно аппроксимировать (см. рис. 1, б) гиперболой

$$p = 0,625(f - f_0 + 0,625)^{-1}. \quad (2)$$

Период вращения Венеры определялся по сопоставлению расчетной ширины спектра отраженного сигнала, полученного на основании рис. 1, б при разных периодах вращения, считая структуру поверхности Венеры изотропной, с шириной спектра, полученной экспериментально. Наблюдавшееся расширение спектра должно было вызваться двумя причинами: собственным вращением Венеры, которое постоянно, и кажущимся обеганием Венеры Землей, зависящим от их взаимного положения. Последняя составляющая может быть вычислена теоретически. Экспериментальные результаты за время с 20 X по 12 XII 1962 г. показывают, что, если ось вращения Венеры перпендикулярна плоскости эклиптики, то вероятнее всего обратное вращение (вращение в сторону, обратную движению Венеры вокруг Солнца) с периодом $200 \div 300$ суток.

Результаты измерений расстояния между Землей и Венерой³⁾ по запаздыванию отраженных сигналов с частотной модуляцией представлены на рис. 2. Здесь Δr обозначает разность между фактическим

³⁾ Измеряемое расстояние менялось от 40 млн км (минимальное расстояние 13 XI 1962 г. во время нижнего соединения Венеры) до 65 млн км (21 XII 1962 г.).

и расчетным значениями расстояния от измерительного пункта до ближайшей точки поверхности Венеры. Около каждой экспериментальной точки на рисунке отмечены величины среднеквадратичной погрешности измерений. В единичном измерении среднеквадратичное значение аппаратурной ошибки не превышало 15 км.

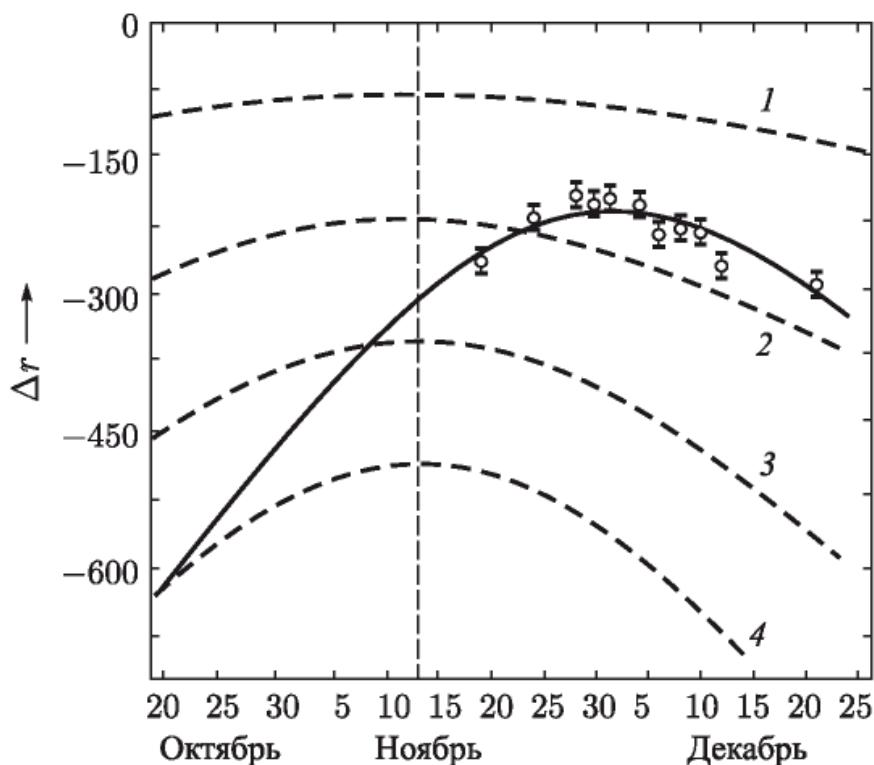


Рис. 2. Изменение расстояния между Землей и Венерой относительно расчетного значения. 1 — $A = 149\,599\,000$ км, 2 — $A = 149\,598\,500$ км, 3 — $A = 149\,598\,000$ км, 4 — $A = 149\,597\,500$ км

В расчетах времени распространения отраженных сигналов было принято: астрономическая единица 149 599 300 км; скорость света 299 792,5 км/сек; радиус Венеры 6100 км.

Пунктирными линиями на рисунке показано, как изменялась бы величина Δr , если бы фактическое значение астрономической единицы было равно $A = 149\,599\,000, \dots, 149\,597\,500$ км и отсутствовали бы ошибки эфемерид. При $A = 149\,599\,300$ км результаты измерений должны были совпадать с осью абсцисс.

Представленные на графике экспериментальные точки не совпадают ни с одной из вычисленных кривых, что должно получиться, если в эфемеридах Земли и Венеры, по которым производился расчет времени распространения сигналов, содержатся ошибки. Плавная кривая, аппроксимирующая ход экспериментальных точек, была получена в предположении, что значение астрономической единицы $A = 149\,597\,900$ км, фактическое положение центра Венеры смешено вдоль орбиты на 270 км по движению (на 0,5 угловых секунды в гелиоцентрической системе координат) и радиус Венеры на 80 км меньше величины, принятой в расчет.

Разность между астрономической единицей, полученной нами в 1961 г., и величиной, приведенной выше, составляет 1400 км, что находится в пределах допуска (± 2000 км), указанного для измерений 1961 г. [2]. Если, кроме указанных выше, варьировать и другие параметры орбиты Венеры, то значение астрономической единицы может быть несколько иным. Полная обработка данных, вероятно, позволит наряду с астрономической единицей уточнить также эфемериды Венеры.

На рис. 3, а представлена диаграмма огибающей отраженного от Венеры сигнала, полученная 24 XI 1962 г., когда в течение 4,5 мин. излучалась немодулированная несущая. Полоса пропускания прием-

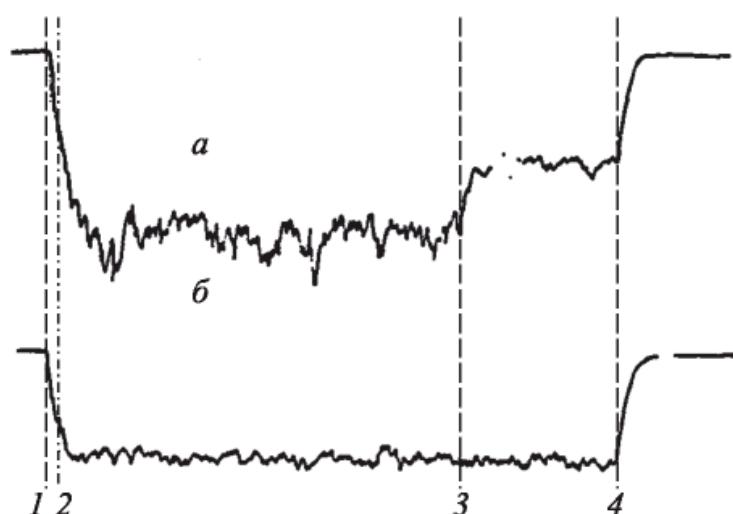


Рис. 3. Огибающая отраженного от Венеры сигнала: *а* — канал с сигналом; *б* — канал без сигнала. 1 — включение приемника, 2 — начало отраженного сигнала, 3 — конец отраженного сигнала, 4 — выключение приемника

ного канала до детектора (детектор — линейный) составляла 6 Гц, постоянная времени интегрирующей цепочки после детектора — 6 сек. Для сравнения на рис. 3, б представлена диаграмма огибающей шума в аналогичном канале, сдвинутом по частоте на 62,5 Гц, в котором сигнала не было.

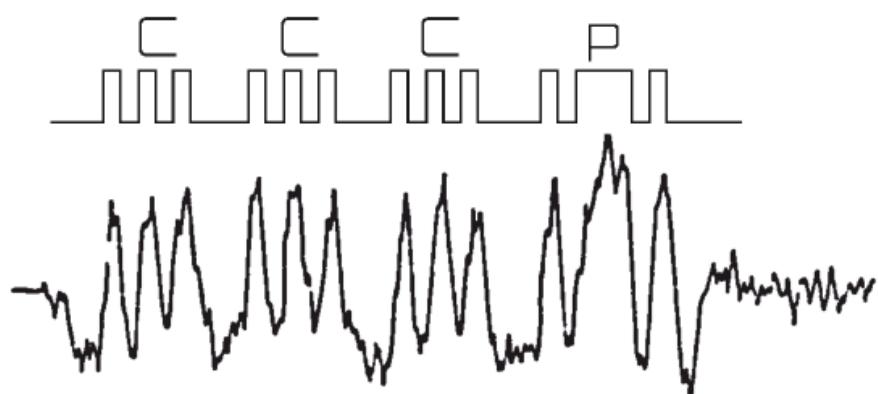


Рис. 4. Слово «СССР», переданное через Венеру 24 XI 1962 г.

Достаточно высокое отношение сигнал/шум, имевшее место, когда Венера находилась вблизи Земли, подало мысль осуществить радиотелеграфную связь с использованием Венеры в качестве пассивного отражателя. В ноябре 1962 г. были переданы слова: «МИР», «СССР», «ЛЕНИН». На рис. 4 изображен вид переданного радиотелеграфным кодом слова «СССР», которое прошло общий путь в 85 млн км.

Авторы выражают благодарность Л. В. Апраксину, Р. С. Бондаренко, В. О. Войтову, М. М. Дедловскому, Н. М. Дмитриеву, В. С. Довгелло, В. И. Кривде, В. М. Махорину, Г. А. Подопригоре, Н. М. Синодкину, Г. И. Слободенюку, З. Г. Труновой, А. В. Францессону и Д. М. Цветкову, участвовавшим в подготовке и проведении измерений.

Институт радиотехники
и электроники Академии наук СССР

Поступило 20 VI 1963

Цитированная литература

1. Газета «Правда», 29 XII 1962 г.
2. В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др., Радиотехника и электроника, 7, 11 (1962).
3. В. А. Котельников, Л. В. Апраксин и др., там же.
4. В. А. Морозов, З. Г. Трунова, там же.

РАДИОЛОКАЦИЯ ПЛАНЕТЫ МАРС В СОВЕТСКОМ СОЮЗЕ

*В. А. Котельников, В. М. Дубровин, Б. А. Дубинский, М. Д. Кислик,
Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, А. П. Работягов, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской*

Доклады Академии наук СССР. 1963. Том 151, № 4

Радиолокация планеты Марс проводилась в первой половине февраля 1963 г., в период противостояния. Противостояние 1963 г. было неблагоприятным для наблюдений, так как во время измерений Марс находился от Земли на расстоянии 100–101 млн км.

Наблюдение Марса проводилось на частоте около 700 МГц. Поляризация излучаемых волн была круговой, на приеме поляризация антенны изменялась на линейную. Общая чувствительность установки была такой же, как и при радиолокации Меркурия в 1962 г. [2]. Мощность излучаемого сигнала, падающая на всю видимую поверхность Марса, составляла 1,2 Вт. Передача велась сеансами в течение времени прохождения сигнала от Земли до Марса и обратно (около 11 минут), затем в течение такого же времени проводился прием.

Передаваемый сигнал имел вид чередующихся прямоугольных посылок пауз на двух частотах, отличающихся на 62,5 Гц. Длительность посылок пауз на каждой частоте была равна 4,096 сек. Смещение несущей частоты манипуляции отраженных сигналов, вызываемое эффектом Доплера из-за движения Марса и Земли (с учетом ее вращения), компенсировалось по расчетной программе. Принятые сигналы записывались на магнитную ленту вместе с колебанием частоты 2000 Гц, служившим масштабом времени. Спектральный анализ принятых сигналов с магнитных лент проводился так же, как и при радиолокации Меркурия и Венеры в 1962 г. [2, 3].

Ввиду того, что отраженный сигнал был очень слабым и в единичном сеансе обнаружить его было невозможно, особое внимание обращалось на контроль правильности работы всей аппаратуры.

Наведение антенны проверялось при помощи теодолита, установленного на антенне, в перекрестье которого был виден Марс (кроме ночи с 9 на 10 февраля, когда он не был виден из-за облачности). Контроль излучения передатчика осуществлялся при помощи вспомогательного приемника, сигналы с выхода которого подавались на осциллограф, а также прослушивались на громкоговорителе. Калибровка чувствительности приемной установки производилась каждый день

перед началом работы и после ее окончания по излучению внеземного дискретного источника Кассиопея А. В промежутках между сеансами приемник калибровался с помощью отградуированного по Кассиопее А шумового генератора.

Введенное значение поправки на смещение частоты из-за эффект Доплера контролировалось электронно-счетным частотомером. Работу модулятора можно было проверить по фотозаписям модулирующих сигналов, которые регистрировались на шлейфовом осциллографе вместе с метками времени. Работа всей установки в комплексе проверялась с помощь имитатора, от которого на вход приемника подавался соответственно ослабленный сигнал передатчика.

Основные измерения проводились каждую ночь с 6 по 10 февраля 1963 г. За это время было проведено 90 22-минутных сеансов приема–передачи, во время которых вся аппаратура работала нормально. Отраженный от Марса сигнал был надежно обнаружен в 28 сеансах, проведенных в ночь с 7 на 8 февраля, и в 20 сеансах с 8 на 9 февраля.

Результаты анализа спектра принятого сигнала по 48 сеансам, в которых был обнаружен отраженный сигнал, представлены на рис. 1. Анализ проводился фильтрами с полосой по 4 Гц. Время накопления — 8,5 час. Спектр рис. 1 является суммой результатов измерений на обеих частотах, излучавшихся передатчиком.

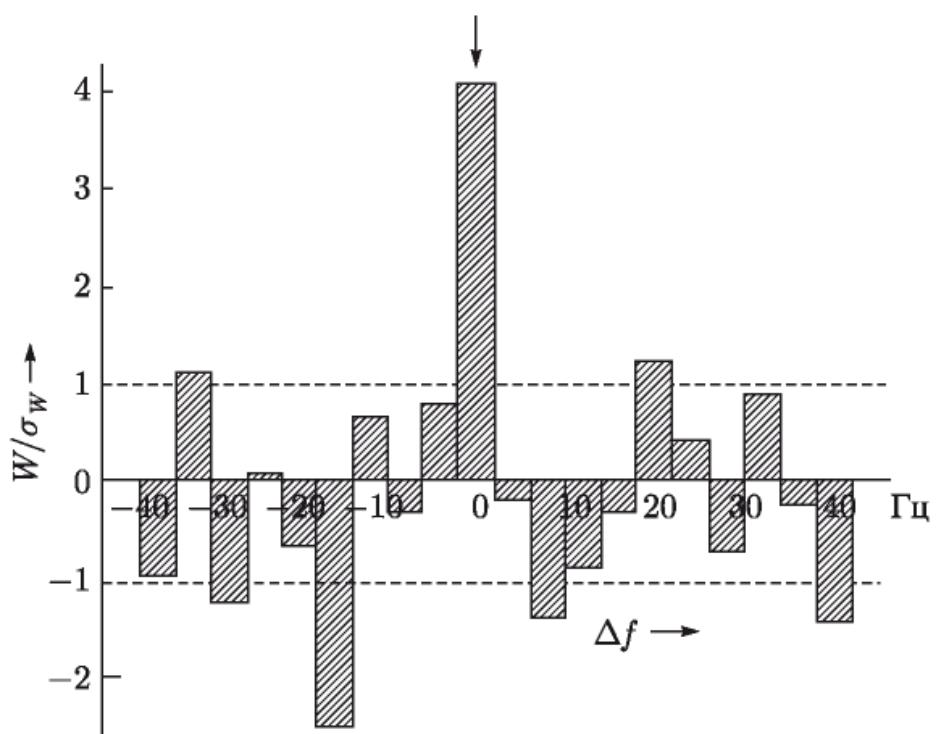


Рис. 1. Спектр принятого сигнала. Полоса фильтров 4 Гц. Время накопления 8,5 часов. Δf — разность частот настройки фильтров относительно частоты центрального соответствующей средней расчетной частоте спектра отраженного сигнала: W — энергия, накопленная в полосе каждого фильтра, σ_W — среднеквадратичное значение погрешности измерений, вызываемой шумами

Как видно из рис. 1, в спектре отраженного сигнала наблюдается узкополосная составляющая, энергия которой, накопленная в полосе центрального фильтра, превышает в 4 раза среднеквадратичное значение потребности измерений, вызываемой шумами. Вероятность, что этот результат был вызван шумом, равна всего 0,003 %.

В расчетах доплеровского смещения частоты и запаздывания отраженных сигналов значение астрономической единицы принималось равным $A = 149\,599\,300$ км, которое было получено при радиолокации Венеры в 1961 г. [1]. Как видно из рис. 1, частота узкополосной составляющей отраженного сигнала соответствует расчетному значению (с максимальной ошибкой $\delta f = \pm 2$ Гц, обусловленной шириной полосы центрального фильтра). Таким образом, радиолокационные наблюдения планеты Марс подтверждают результаты измерения астрономической единицы, полученные при радиолокации планет Венера [1, 3] и Меркурий [2]. Величина доплеровского смещения частоты, вызываемого движением Марса и Земли, во время наблюдений составляла $\Delta f_d = 8 \div 12$ кГц. Поэтому ошибка измерения астрономической единицы при радиолокации Марса должна лежать в пределах

$$\delta A = A \frac{\delta f}{\Delta f_d} \simeq \pm 30\,000 \text{ км.} \quad (1)$$

Точное измерение расстояния между Землей и Марсом, ввиду недостаточного уровня сигнала, не производилось.

Результаты последовательного накопления энергии отраженных сигналов в полосе 4 Гц центрального фильтра в дни наблюдений изображены на рис. 2. Накопление энергии показано в отдельности для каждой из частот, излучавшихся передатчиком (кривые 1 и 2), и для их суммы (кривая 3). В сеансах, проведенных с 7 на 8 и с 8 на 9 февраля, когда был обнаружен отраженный сигнал, накопление энергии шло равномерно по обеим частотам. В сеансах с 6 на 7 и с 9 на 10 февраля, когда отраженный сигнал не был обнаружен, кривые колеблются около нуля. Причина отсутствия сигнала в этих сеансах не выяснена. Возможно, что это связано с изменением отражающих свойств поверхности Марса в эти дни.

Для Марса, период вращения которого по астрономическим наблюдениям равен 24 час. 37 мин., полная ширина спектра отраженных сигналов на частоте 700 МГц, учитывая наклон оси вращения, могла достигать 200 Гц. Получение узкополосного спектра от планеты с быстрым вращением свидетельствует о наличии на поверхности Марса достаточно ровных горизонтальных участков размером в несколько километров и более.

Средний коэффициент отражения Марса, определенный как отношение энергии отраженных сигналов в полосе 4 Гц за 48 сеансов наблюдений (7–9 февраля 1963 г.) к энергии сигналов, которые принимались бы, если бы Марс был гладким идеально проводящим шаром, получился равным 7 %. Этот коэффициент отражения близок

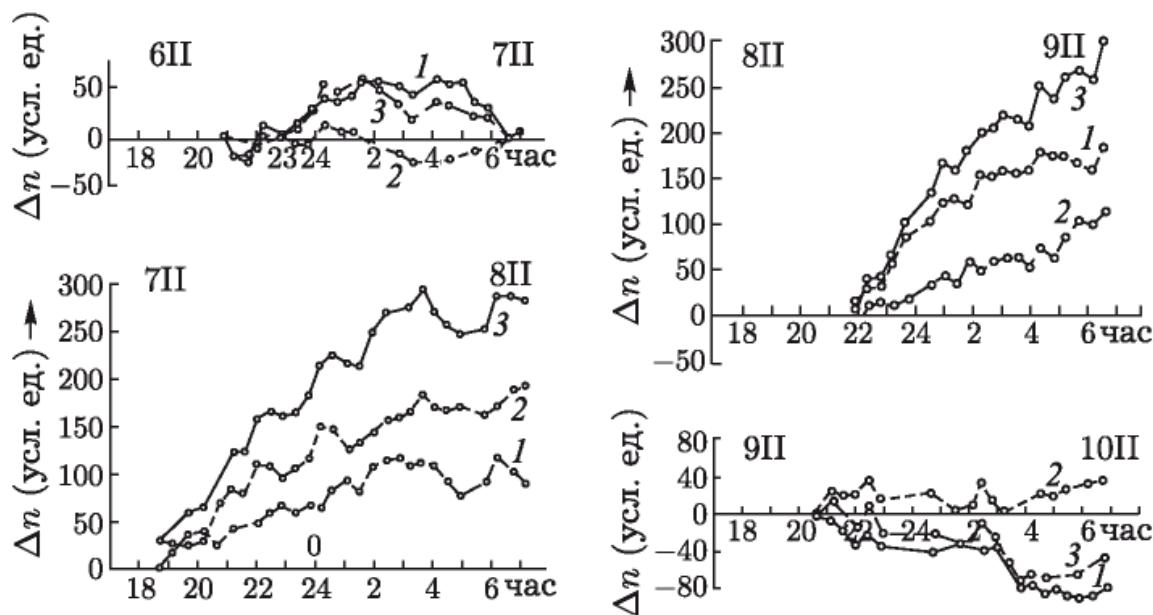


Рис. 2. Результаты последовательного накопления энергии отраженного от Марса сигнала в полосе 4 Гц 6–10 II 1963 г.

к значению, полученному при радиолокации Венеры, и больше, чем у Луны.

Наблюдавшиеся отраженные сигналы приходили от той части поверхности Марса, которая в данный момент была ближе всего к Земле. Вследствие вращения Марса отражающая зона перемещалась в течение дня по его поверхности почти точно вдоль параллели (см. рис. 3). Траектория отражающей зоны сдвигалась ото дня ко дню примерно на 500 км по долготе и только на 7 км по широте. Исследовавшаяся область расположена в северном полушарии и имела ареографические (марсовые) координаты: $14^{\circ}30'$ до 14° широты, от 310 до 360° и от 0 до 140° долготы. Эта область соответствует более светлым частям его поверхности (рис. 3), условно называемым материками.

В табл. 1 представлено изменение по долготе коэффициента отражения исследованной области поверхности Марса, определенное по энергии отраженных сигналов в полосе 4 Гц за несколько сеансов.

Таблица 1

Долгота	310 – 320°	320 – 340°	340 – 360°	0 – 20°	20 – 40°	40 – 60°	60 – 80°	80 – 100°	100 – 120°	120 – 140°
Число сеансов	2	2	6	6	5	7	6	6	6	2
Коэффициент отражения, %	13	7	12	7	15	5	3	3	7	3

Ввиду малого числа сеансов отношение сигнал/шум в этих измерениях не превышало 1,5–2,5, и приведенные в таблице данные по коэффициенту отражения нельзя считать очень надежными.

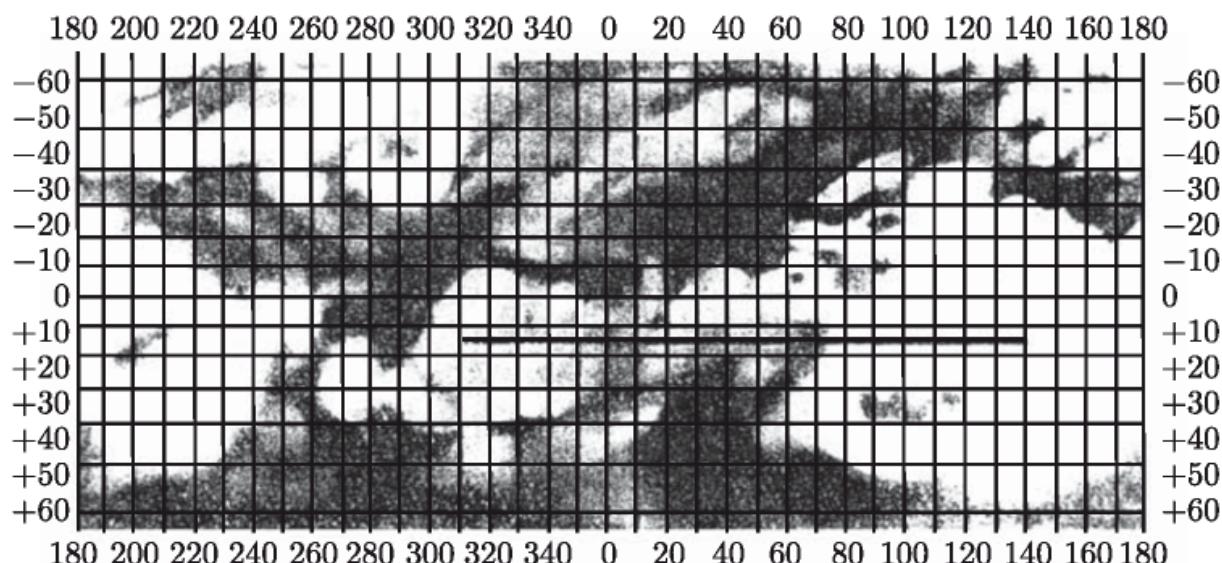


Рис. 3. Астрономическая карта планеты Марс, принятая Международным астрономическим съездом в 1958 г. [4], с исследованвшейся областью

Радиолокация планеты Марс была проведена Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом других организаций.

Авторы выражают благодарность Л. В. Апраксину, В. О. Войтову, М. М. Дедловскому, Г. А. Журкиной, А. М. Лукину, Н. М. Синодкину, Б. А. Степанову, А. В. Францессону, Д. М. Цветкову и И. А. Шарабарину, участвовавшим в подготовке и проведении измерений.

Институт радиотехники
и электроники Академии наук СССР

Поступило 22 VI 1963

Цитированная литература

1. В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др., ДАН, 145, № 5 (1962).
2. В. А. Котельников, Г. Я. Гуськов и др., ДАН, 147, № 6 (1962).
3. В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др., ДАН, 151, № 3 (1963).
4. J. Ahbrook, Sky and Telescope, 28, № 1 (1958).

УТОЧНЕНИЕ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ЕДИНИЦЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ РАДИОЛОКАЦИИ ПЛАНЕТЫ ВЕНЕРА В 1961 г.

В. А. Котельников, Б. А. Дубинский, М. Д. Кислик, Д. М. Цветков

Искусственные спутники Земли. 1963. Вып. 17

Задача определения величины астрономической единицы приобрела в последние годы особую актуальность, так как расчеты орбит межпланетных кораблей требуют высокой точности знания величины астрономической единицы в километрах.

Если известен экваториальный горизонтальный параллакс Солнца P_{\odot} , то астрономическая единица A вычисляется по формуле

$$A = \frac{a_0}{\sin P_{\odot}}, \quad (1)$$

где a_0 — экваториальный радиус Земли.

Определение параллакса Солнца P_{\odot} всегда находилось в центре внимания астрономов. За последние полтора столетия различными методами было получено около двухсот значений этой величины. Большинство из них имеет в настоящее время только историческую ценность. Определения последних десятилетий, пересчитанные в астрономическую единицу, приведены на рис. 1 [1]. Здесь же указаны результаты определения астрономической единицы по лучевым скоростям звезд, т. е. способом, непосредственно не связанным с определением параллакса Солнца.

Как видно из рис. 1, разброс возможных значений величины A достигает сотен тысяч километров. Кроме того, если рассматривать попарно номинальные значения и оценки ошибок определения астрономической единицы, приводимые различными авторами, то в большинстве случаев окажется, что они не соответствуют друг другу («поля допусков» не перекрываются). Это говорит о наличии неучтенных ошибок в данных, собранных на рис. 1. В целом эти данные показывают, что определение астрономической единицы классическими методами не позволяет получить высокую точность.

Принципиально новые возможности определения астрономической единицы открывает радиолокация планет солнечной системы. В противоположность косвенным классическим методам радиолокация планет

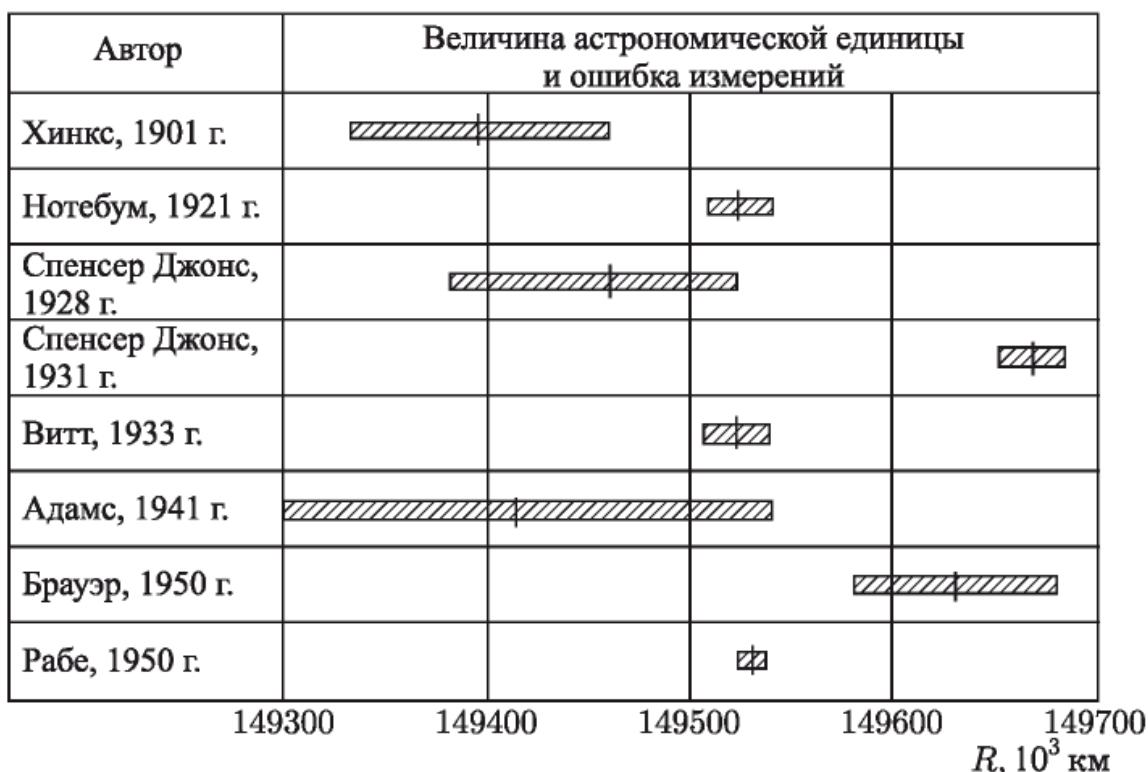


Рис. 1. Значение астрономической единицы по измерениям различных авторов

позволяет проводить с высокой точностью прямые измерения расстояний, что наиболее удобно для определения астрономической единицы.

Первые опыты радиолокации планеты Венера (Прайс, 1958 г.; Эванс, 1959 г.) не позволили, однако, уточнить значение астрономической единицы. В связи с недостаточным потенциалом радиолокаторов надежность полученных данных была относительно невысокой (90%); как выяснилось в настоящее время, полученные значения A были ошибочными (возможно, что за отраженный сигнал в этих экспериментах был ошибочно принят случайный всплеск шумового характера).

Уточнение величины A путем обработки радиотехнических наблюдений искусственной планеты Пионер V также не дало положительных результатов. Фактическая ошибка полученного значения астрономической единицы $A = (149,548\,5004 \pm 0,013\,500) \cdot 10^6$ км в несколько раз превысила оценку авторов и составила около $0,05 \cdot 10^6$ км. Следует отметить, что уточнение A с помощью радиоизмерений орбит искусственных планет солнечной системы — более сложная задача, чем уточнение A путем радиолокации естественных планет, эфемериды которых заранее известны с высокой степенью точности (в астрономических единицах). При обработке радиоизмерений орбит искусственных планет определение величины A проводится совместно с уточнением фактических параметров орбиты. Это неминуемо снижает при прочих равных условиях точность определения астрономической единицы.

В апреле 1961 г. Институтом радиотехники и электроники Академии наук СССР (ИРЭ АН СССР) совместно с рядом других организаций была успешно осуществлена радиолокация планеты Венера. Ниже

излагаются методика и результаты уточнения величины астрономической единицы по данным этого эксперимента¹⁾.

Обработка радиолокационных наблюдений Венеры позволила получить следующие параметры отраженного сигнала, осредненные за сеанс наблюдения (продолжительность около 5 мин) и явившиеся исходными данными для определения астрономической единицы:

$\Delta\tau$ — разность фактического и расчетного времени запаздывания;

Δf_d — разность фактического и расчетного доплеровского смещения частоты.

Под временем запаздывания в данном случае понимается время распространения сигнала от антены до ближайших к Земле участков поверхности Венеры и обратно. Доплеровское смещение частоты, использованное для уточнения астрономической единицы, соответствовало узкополосной составляющей спектра принимаемого сигнала, т. е. отражению от ближайших к Земле участков поверхности Венеры. Расчетные значения времени запаздывания τ_p и доплеровского смещения частоты $f_{d,p}$ определялись на быстродействующих электронных машинах на основании таблиц, составленных под руководством Д. К. Куликова в Институте теоретической астрономии Академии наук СССР (ИТА АН СССР). Эти таблицы состояли из двух разделов:

а) таблицы положений и скоростей центра массы Венеры и центра масс системы Земля – Луна в невращающейся гелиоцентрической экваториальной системе прямоугольных координат. За единицу измерения длины принята астрономическая единица. Таблицы составлены на основании аналитической теории Ньюкома с учетом поправок к элементам орбиты Венеры (по данным Данкома [5]) и системы Земля–Луна (по данным Моргана, подтвержденным в ИТА АН СССР по наблюдениям Солнца за 1925–1953 гг.);

б) таблицы положений и скоростей Луны в невращающейся геоцентрической экваториальной системе прямоугольных координат. За единицу измерения длины принят экваториальный радиус Земли. Таблицы составлены на основании теории Брауна с учетом рекомендаций, принятых VIII съездом Международного астрономического союза.

При вычислениях были приняты следующие значения констант:

астрономическая единица 149 474 400 км,

скорость света в вакууме $c = 299\,792,5$ км · сек⁻¹,

радиус планеты Венера $R_2 = 6100$ км.

Измеренное значение астрономической единицы A может быть выражено через величины $\Delta\tau$ или Δf_d с помощью соотношений

$$A = A_p + \Delta A = A_p \left(1 + \frac{\Delta\tau \pm nT_n}{\tau_p} \right) \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

¹⁾ Описание эксперимента, устройство радиолокатора и способы обработки принятых сигналов приведены в [2–4].

$$A = A_p + \Delta A = A_p \left(1 + \frac{\Delta f_d}{f_{d,p} - f_d} \right), \quad (3)$$

где T_n — интервал неоднозначности определения величины $\Delta\tau$, имевший для различных сеансов наблюдений значения 128 и 256 мсек; f_d — доплеровское смещение частоты, обусловленное вращением Земли вокруг оси и вокруг центра масс системы Земля – Луна.

После обработки результатов измерений среднее значение A , вычисленное по разности доплеровского смещения частоты Δf_d , оказалось равным $A = 149\,598\,000$ км. Отклонения от среднего для отдельных сеансов наблюдений не превышали 30 000 км. Это позволило уверенно раскрыть неоднозначность, имевшуюся при определении величины A по результатам измерений $\Delta\tau$, так как ошибка в $\Delta\tau$ на величину $T_n = 256$ мсек приводила бы к ошибке в A , равной $(120 - 130) \cdot 10^3$ км (в зависимости от расстояния Венеры до Земли).

Предварительные данные о величине A , полученные на основании обработки измерений $\Delta\tau$ за несколько сеансов, появились в печати [6] до того, как были обработаны измерения Δf_d . При этом раскрытие неоднозначности проводилось на основании астрономических данных (см. рис. 1), что повлекло за собой ошибочное определение A .

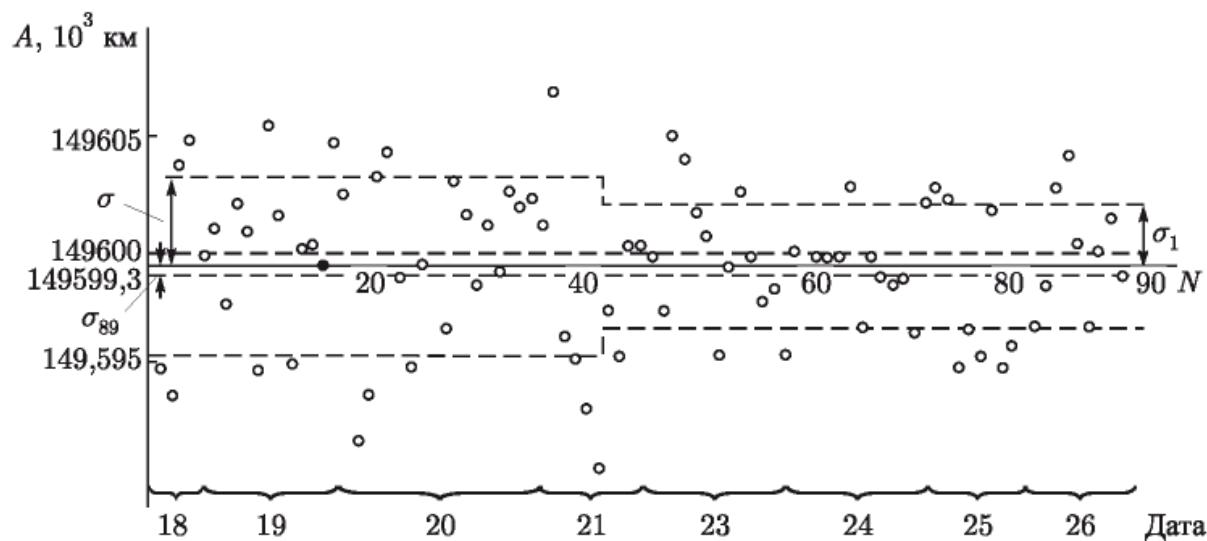


Рис. 2. Вычисленные по формуле (2) значения астрономической единицы A для каждого сеанса наблюдений с 18 по 26 апреля 1961 г.: По оси абсцисс отложены номера сеансов N ; штриховая линия с изломом — среднеквадратичная ошибка одного измерения σ_1 ; штриховая прямая линия — среднеквадратичная ошибка среднего значения A (получена по 89 измерениям — σ_{89}); сплошная линия — $A_{cp} = 149\,593\,300$ км; $\sigma_{89} = 330$ км

Измерения $\Delta\tau$ позволили значительно точнее определить величину A , чем измерения Δf_d . Значения A , вычисленные по формуле (2) для каждого сеанса наблюдения, приведены на рис. 2. Средние суточные значения A (за каждый день наблюдений) указаны в таблице.

Дата, апрель 1961 г.	Число обработанных наблюдений	Среднее суточное значение A , км
18	4	149 599 225
19	13	149 600 150
20	19	149 600 160
21	9	149 599 050
23	13	149 599 600
24	13	149 599 150
25	9	149 597 850
26	9	140 599 750
Среднее взвешенное по всем наблюдениям		149 599 300

Среднее значение A , полученное по данным измерений $\Delta\tau$ для всех обработанных сеансов наблюдений, равно

$$A_{cp} = (149 599 300 \pm 330) \text{ км.}$$

Небольшой разброс (менее 2300 км) средних суточных значений A относительно A_{cp} подтверждает правильность раскрытия неоднозначности, так как в противном случае при ошибке в определении запаздывания τ на величину T_n суточное значение A за период с 18 по 26 апреля изменилось бы на 11 000 км.

Указанная выше погрешность определения величины A (330 км) является среднеквадратичной ошибкой, вычисленной с учетом разброса значений A , вызванного флюктуационными ошибками измерения $\Delta\tau$, и с учетом ошибок ввода задержки τ_p в радиотехническую аппаратуру. Однако, кроме флюктуационных ошибок, на полученное значение A_{cp} повлияли также различные систематические ошибки, максимальные значения которых оцениваются следующим образом [4].

1. Ошибка, вызванная неточным знанием времени задержки сигнала в радиотехнической аппаратуре, — 1020 км.
2. Ошибка, вызванная неопределенностью расположения отражающих участков на поверхности Венеры, — меньше 135 км.
3. Ошибка, вызванная влиянием среды, в которой распространялся сигнал, — 60 км.
4. Ошибка, вызванная неточным знанием скорости света в вакуме, — 300 км.
5. Ошибка, вызванная неточным знанием радиуса Венеры, — 660 км.
6. Ошибки, вызванные неточным знанием остальных констант (радиус Земли, отношение масс Луны и Земли и др.), — менее 30 км.

К систематическим ошибкам следует отнести также ошибки определения эфемерид. По данным [7] точность координат больших планет характеризуется значениями, приведенными ниже.

	$\Delta\rho_{\text{макс}}$, км	$\Delta l_{\text{макс}}$, км
Венера	128	428
Земля – Луна	72	155

Через $\Delta\rho_{\text{макс}}$ и $\Delta l_{\text{макс}}$ обозначены максимальные ошибки в направлении вдоль гелиоцентрического радиуса-вектора и в перпендикулярном к нему направлении в плоскости орбиты. Суммарные максимальные ошибки Δr расчета расстояния Земля – Венера, вызванные погрешностями координат больших планет, и соответствующие им ошибки определения астрономической единицы δA , рассчитанные по приведенным выше данным, следующие.

Дата, апрель 1961 г.	Δr , км	δA , км
19	147	500
23	160	525
27	184	575

Ошибки таблиц геоцентрических координат Луны составляют не более 10–15 км. При пересчете этих ошибок в ошибки определения положения центра Земли относительно центра масс системы Земля – Луна они должны быть уменьшены в 81,53 раза. Следовательно, ошибки Δr расчета расстояния Земля – Венера, обусловленные неточностями астрономических таблиц, практически будут равны ошибкам, указанным выше. Ошибки в величине астрономической единицы, вызванные неточностью вычислений и приближенным характером формулы (2), не превышают 50 км.

Все перечисленные систематические ошибки приводят к суммарной максимальной ошибке, равной приблизительно 1400 км. С учетом флуктуационных ошибок измерений, максимальная величина которых может быть принята равной трем-четырем среднеквадратичным ошибкам ($1000 \div 1300$ км), следует считать, что общая максимальная ошибка определения астрономической единицы составляет около 2000 км.

Теоретическая оценка вероятности того, что в данном эксперименте был обнаружен сигнал, отраженный от Венеры, не имеет практического смысла, так как надежность этого факта подтверждается тем, что все 89 наблюдений хорошо согласуются с движением Венеры на всем интервале времени от 18 до 26 апреля.

Таким образом, результат определения величины астрономической единицы в ИРЭ АН СССР по данным радиолокационных наблюдений планеты Венеры в 1961 г. оказался следующим:

$$A = (149\,599\,300 \pm 2000) \text{ км.}$$

В 1961 г. успешная радиолокация Венеры впервые была осуществлена и за рубежом — в США и Англии. Результаты определения A по данным радиолокации Венеры были следующими:

Джодрел Бенк (Англия) $(149\,600\,000 \pm 5000)$ км [8]

Линкольновская лаборатория Массачусетского технологического института (США) $(149\,597\,700 \pm 1500)$ км [9]

Лаборатория реактивных двигателей Калифорнийского технологического института (США) $(149\,598\,500 \pm 500)$ км [10]

Максимальная разность номинальных значений астрономической единицы, полученных различными наблюдателями по данным радиолокации Венеры в 1961 г., не превышает 2300 км. Это указывает на хорошее согласие результатов всех измерений астрономической единицы.

Как следует из приведенного анализа ошибок определения величины астрономической единицы, возможность дальнейшего ее уточнения по радиолокационным измерениям скоро будет ограничена неточным значением эфемерид планет. Поэтому возникает необходимость организации комплексных оптических и радиолокационных наблюдений для уточнения законов движения планет. Успешная радиолокация Венеры, проведенная в СССР в 1961 г., ставит решение этой задачи на вполне реальную основу.

Дата поступления 23 августа 1962 г.

Цитированная литература

1. J. B. McGuire, E. R. Spangler, L. Wong. *Scient. Amer.*, 204, № 4, 74, 1961.
2. В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др. *Докл. АН СССР*, 145, 1035, 1962.
3. В. А. Котельников, Л. В. Апраксин и др. *Радиотехника и электроника*, 7, 1850, 1962.
4. В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др. *Радиотехника и электроника*, 7, 1860, 1962.
5. R. L. Duncombe. *Astronomical Papers, US Naval Observatory, Motion of Venus*, 16, pt. 1. Washington, 1958.
6. Газета «Правда», от 12 мая 1961 г.
7. Д. К. Куликов, Н. С. Субботина. Сб. «Проблемы движения искусственных небесных тел». Изд-во АН СССР, 1963, стр. 172.
8. J. H. Thomson, G. N. Taylor et al. *Nature*, 189, 519, 1961.
9. The Staff, Millstone Radar Observatory. *Nature*, 190, 592, 1961.
10. L. R. Malling, S. W. Golomb. *J. Brit. IRE*, 22, 297, 1961.

РАДИОЛОКАЦИЯ ПЛАНЕТ

B. A. Котельников

Вестник Академии наук СССР, 1964, № 1

Радиоволны, посылаемые с Земли в сторону планеты, отражаются нее и возвращаются обратно, неся некоторую информацию. По запаздыванию сигналов можно определить расстояние до планеты, по смещению частоты отраженных сигналов — скорость ее движения. Эти сведения дают возможность уточнить орбиты планет.

Сигналы, отраженные от отдельных элементов поверхности планеты, имеют разное запаздывание и разный дополнительный сдвиг частоты, вызванный эффектом Доплера из-за вращения планеты. Поэтому по энергии отраженных сигналов представляется возможным определить как средний коэффициент отражения всей ее поверхности, так и коэффициенты отражения отдельных элементов. По смещению частоты этих сигналов можно судить и о вращении планеты.

Радиолокационные наблюдения Луны были начаты в первые годы после войны с помощью созданных тогда мощных радиолокационных установок. Они показали, что средний коэффициент отражения Луны порядка 7 %. Затем были получены отражательные карты (довольно грубые) посредством разделения отражений от разных частей Луны.

В перспективе применение очень мощного телескопа с ножевым лучом, о котором говорил С. Э. Хайкин, позволит составить очень подробные радиолокационные карты Луны. В этом случае при ширине луча в 2" можно облучать на Луне полосу шириной в несколько километров. Отраженные сигналы от отдельных элементов этой полоски нетрудно будет разделить или за счет разного запаздывания или разного доплеровского смещения частоты.

Следующим объектом, который подвергся радиолокации, была Венера. Результаты первых опытов, проделанных в 1958 г. в США и повторенных в 1959 г. в Англии, как теперь выяснилось, были ошибочными. В них за отраженный сигнал приняли шумы.

Впервые радиолокация Венеры была действительно проведена в 1961 г. в США, Англии и Советском Союзе во время нижнего соединения (наименьшее расстояние около $40 \cdot 10^6$ км) с помощью созданных к этому времени более мощных и совершенных радиолокаторов. Измерения расстояния до Венеры и скорости изменения

этого расстояния существенно уточнили значение астрономической единицы.

Дело в том, что элементы орбит планет довольно точно выражены через так называемую астрономическую единицу длины (условную единицу, примерно равную большой полуоси земной орбиты). Таким образом, вычисляя расстояние до планеты или скорость изменения этого расстояния в астрономических единицах, а затем измеряя их с помощью локатора в метрах, можно определить величину астрономической единицы.

Астрономическая единица устанавливалась до этого различными методами неоднократно, но все же была известна со сравнительно малой точностью.

Значения астрономической единицы, полученные в различных опытах, представлены на рис. 1. На нем показана также оценка точности результатов самими авторами опытов. Как видно из рисунка, радиолокационные наблюдения 1961 г. дали совпадающие и намного более точные, чем раньше, сведения. Надежность их не вызывает никакого сомнения, поскольку измерения повторялись много раз и отношение сигнал-шум было достаточно велико.

В 1962 г. в США, Англии и СССР снова была проведена радиолокация Венеры вблизи нижнего соединения. Я остановлюсь только на наших результатах. Благодаря усовершенствованиям, внесенным в радиолокатор (применение мазера, повышение мощности передатчика и др.), они были более полными.

На рис. 2 по оси абсцисс отложены даты наблюдения, по оси ординат — разность между измеренным радиолокационным способом и вычисленным расстоянием до Венеры Δr . Вычисления велись на основе аналитической теории Ньюкома с поправкой Данкома. За астрономическую единицу при этом было принято определенное нами в 1961 г. после полной обработки наблюдений значение, равное 149 599 300 км, радиус Венеры взят равным 6100 км. На рисунке показана также результирующая погрешность измерений за данный день. Штрих-пунктирные линии означают, как должно было бы меняться Δr при различных значениях астрономической единицы. Как видно, экспериментальные точки не ложатся ни на одну из этих кривых. Сплошная линия соответствует случаю который будет иметь место, если принять за астрономическую единицу расстояние 149 597 900 км (это расстояние не выходит за пределы точности измерения 1961 г.), за радиус Венеры — 6020 км и предположить, что фактическое положение центра Венеры на ее орбите смещено относительно расчетного на 270 км по движению.

Последующие радиолокационные наблюдения, особенно проведенные при других положениях Венеры на ее орбите, и обработка результатов, очевидно, позволят уточнить не только параметры орбиты Венеры и ее радиус, но и параметры орбиты Земли.

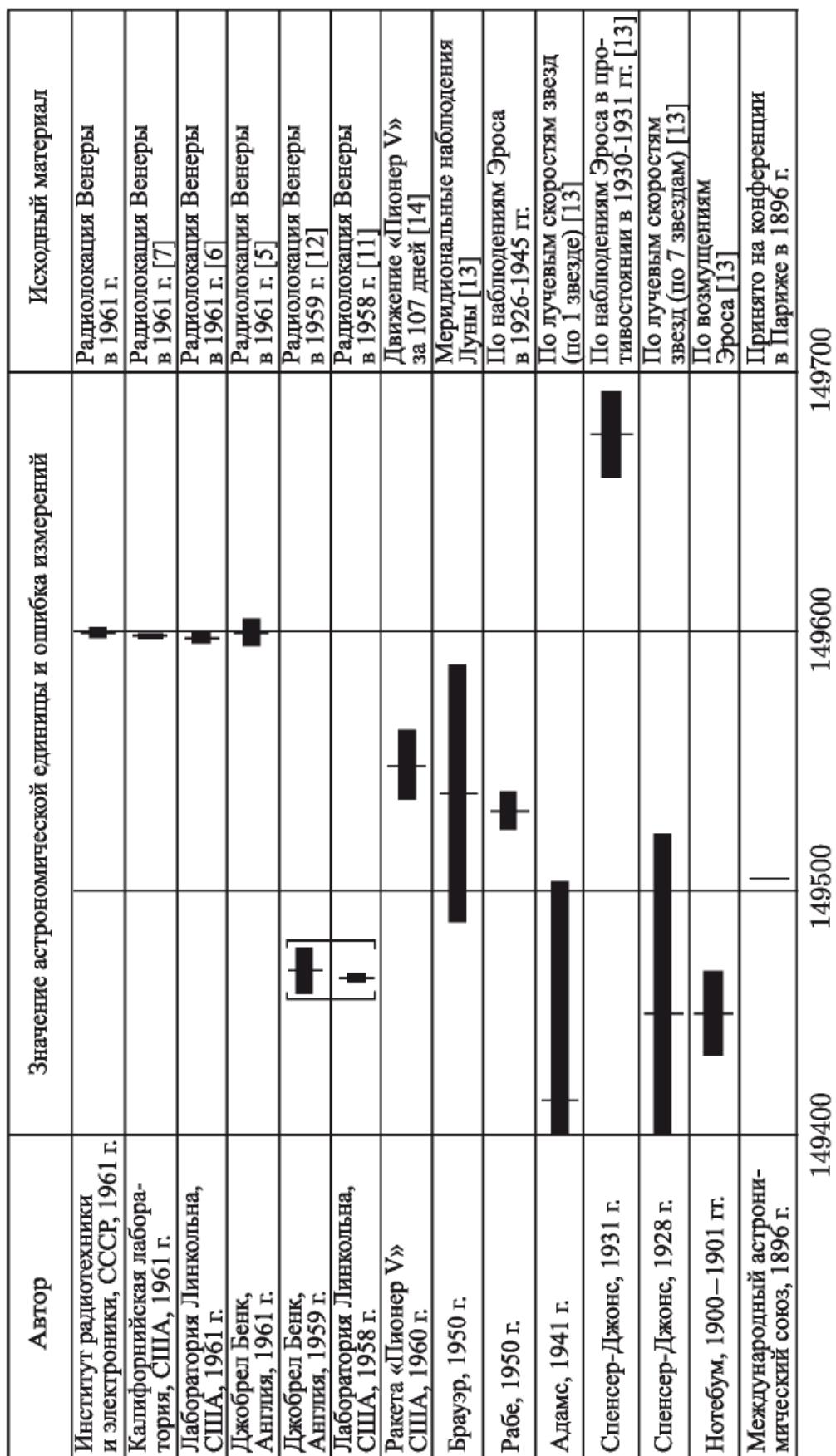


Рис. 1. Результаты определения астрономической единицы радиолокационными и астрономическими методами

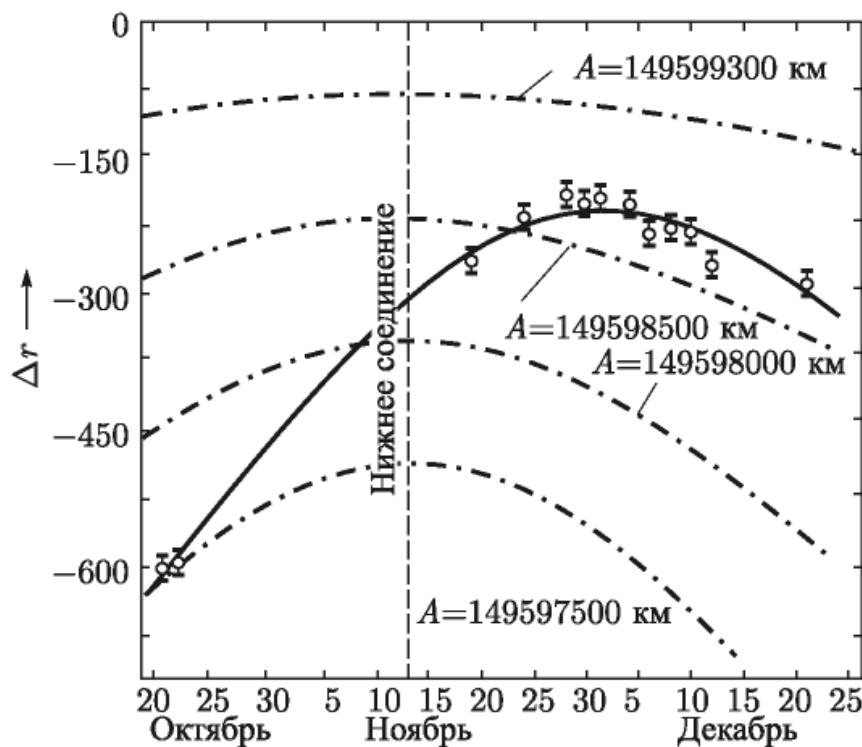


Рис. 2. Изменение расстояния между Землей и Венерой относительно расчетного значения

На рис. 3 по оси ординат отложена средняя за 48 сеансов энергия отраженных сигналов (в относительных единицах), по оси абсцисс — расстояния ΔR , на которых произошло отражение этих сигналов. За нулевое взято расстояние до ближайшей точки Венеры. Таким образом, самый большой столбик показывает энергию сигналов, отраженных от ближайшей к нам зоны глубиной 37,5 км. Энергию, соответствующую отрицательным значениям ΔR , можно отнести за счет несовершенства метода. Как видно из рисунка, удавалось зарегистрировать энергию, отраженную от элементов поверхности Венеры, удаленных от нас на 1500 км дальше, чем ее ближайшая точка. На основании этого рисунка можно определить зависимость среднего коэффициента отражения поверхности Венеры от угла падения волны.

На рис. 4 дан спектр отраженных сигналов (средний за 20 сеансов) при монохроматическом облучении Венеры. Размытие спектра происходит, очевидно, за счет смешения частоты, вызванного эффектом Доплера, из-за вращения Венеры по отношению к линии Земля — Венера. Спектр в различные дни был разным. Это показывает, что относительное вращение было неодинаковым.

Если принять, что поверхность Венеры однородна и ось ее вращения перпендикулярна плоскости орбиты, то на основании данных рис. 3 можно, задаваясь различными скоростями вращения, определить спектр отраженных сигналов. Сравнивая этот спектр с экспериментально полученным за различные дни наблюдений, можно найти относительную скорость вращения Венеры в эти дни. Полученное значение скорости соответствует кружочкам на рис. 5. На нем же приведены

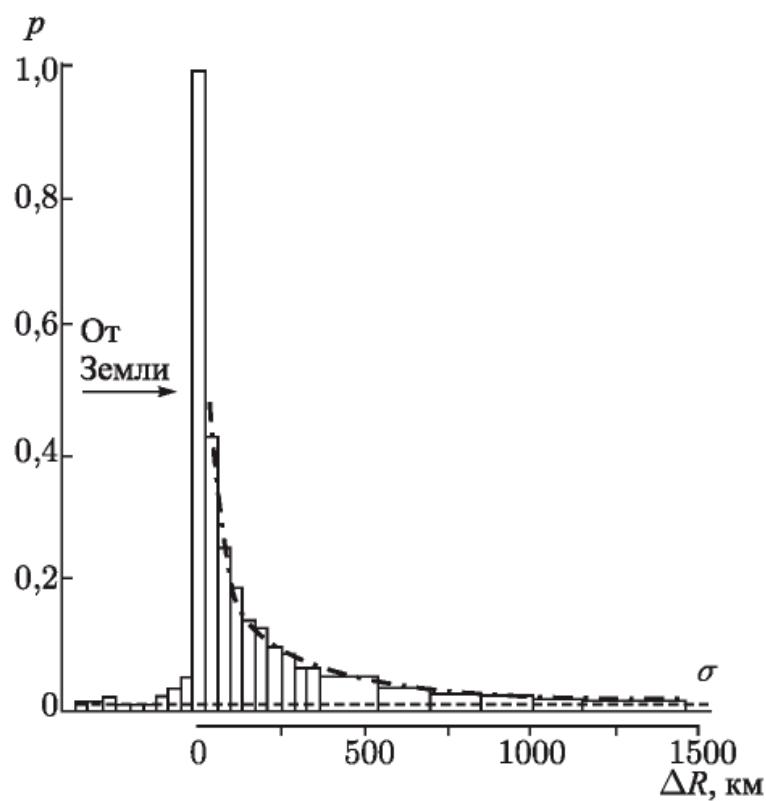


Рис. 3. Распределение энергии отраженных сигналов по дальности относительно ближайшего к Земле участка поверхности Венеры

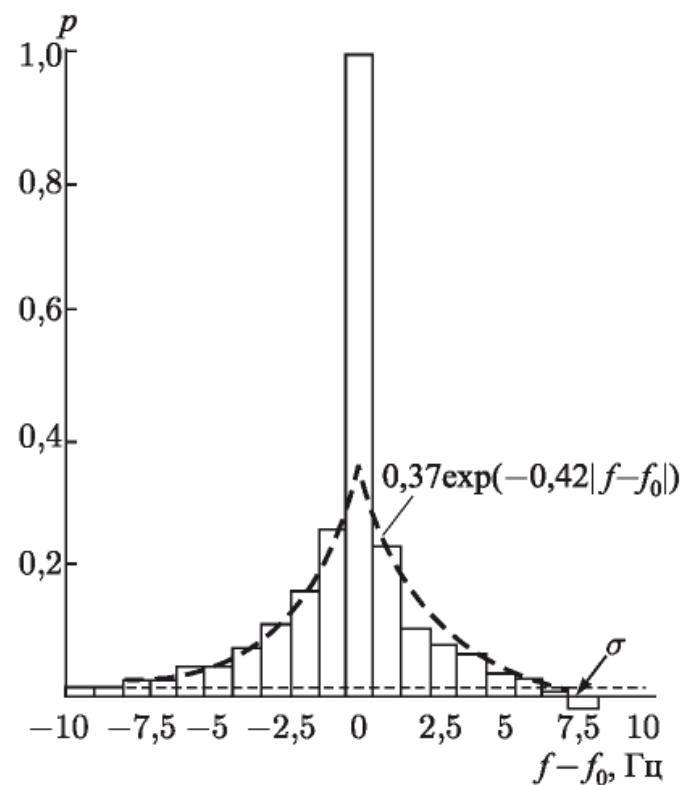


Рис. 4. Средний спектр отраженных от Венеры сигналов при монохроматическом облучении

значения относительной скорости вращения Венеры, вычисленной при различных периодах ее вращения в инерциальной системе координат, $T = \infty$ соответствует случаю, когда Венера не вращается совсем, $T = 225$, когда она повернута к Солнцу всегда одной и той же стороной (как Луна к Земле).

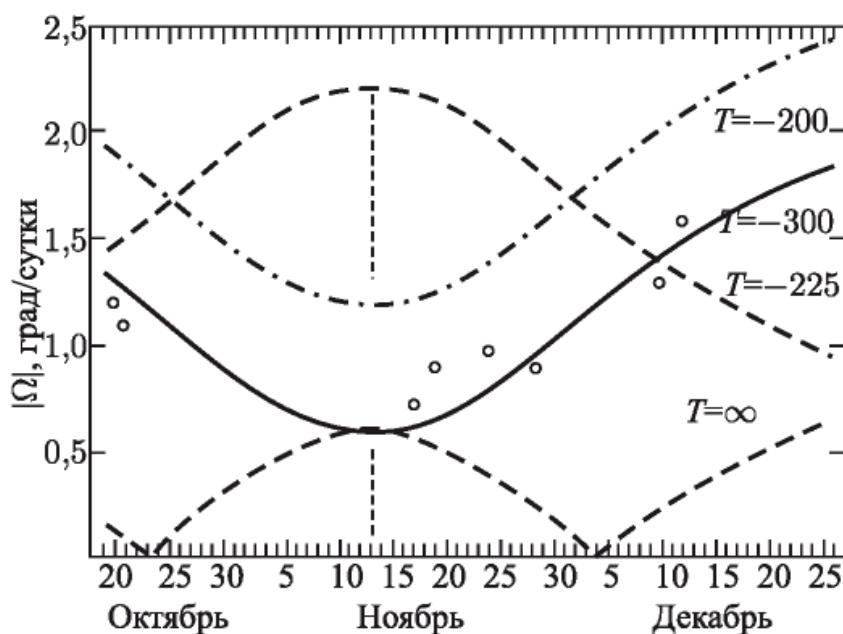


Рис. 5. Определение периода вращения Венеры

Как видно из этого рисунка, лучше всего полученные данные соответствуют $T = -200 \div -300$, т. е. обратному (относительно вращения вокруг Солнца самой планеты) вращению с периодом 200 \div 300 суток.

В июне 1962 г. в СССР проводилась радиолокация Меркурия (расстояние около $80 \cdot 10^6$ км). Поскольку расстояние до этой планеты существенно больше, а ее размер меньше, чем Венеры, отношение сигнала к шуму после накопления равнялось только 2,3. Полученные данные не противоречат определенному по Венере значению астрономической единицы. Коэффициент отражения и неровности поверхности, вызывающий рассеяние волн и расширение спектра отраженных сигналов, оказался примерно таким же, как у Луны. Локация Меркурия в США, судя по газетным сообщениям, была проведена только в мае 1963 г.

В феврале 1963 г. на расстоянии около 10^8 км была проведена в СССР и США радиолокация Марса. Наши результаты показали, что коэффициент отражения от Марса иногда достигал 15 % (у Венеры 12–15 %). В некоторые дни отражение совсем не было зафиксировано. Спектр отраженных сигналов был очень узкий (при частоте облучения около 700 мГц спектр уже 4 Гц), что при сравнительно быстром вращении Марса свидетельствует о наличии на нем очень гладких горизонтальных поверхностей. Значения астрономической единицы, определенные по опытам с Марсом и Венерой, не противоречат друг другу.

Дальнейшие работы по радиолокации планет несомненно дадут возможность существенно уточнить параметры планетных орбит, условия на их поверхности и характер вращения Венеры.

При наличии же больших антенн с ножевым лучом шириной порядка $2''$ можно будет облучать на поверхности Венеры полосы шириной 400 км (на Марсе в благоприятные годы — 600 км), что позволит получить радиолокационные карты этих планет с разрешением в несколько сот километров.

РАДИОЛОКАЦИЯ ПЛАНЕТЫ ЮПИТЕР

*В. А. Котельников, Л. В. Апраксин, В. М. Дубровин, М. Д. Кислик,
Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. В. Францессон,
А. М. Шаховской*

Доклады Академии наук СССР. 1964. Том 155, № 5

В течение сентября – октября 1963 г. в СССР была произведена радиолокация Юпитера [1]. Для радиолокации было выбрано одно из противостояний, когда Юпитер подходит к Земле на 590–600 млн км. Целью этого эксперимента было изучение отражающих свойств поверхности Юпитера и исследование распространения радиоволн на сверхдальние расстояния.

Во время наблюдений Юпитера радиосигналам приходилось проходить путь в 6–7 раз больший, чем при радиолокации Марса и Меркурия, и в 15 раз больший, чем при радиолокации Венеры в период, когда она ближе всего подходит к Земле. Поэтому, хотя чувствительность приемной установки была увеличена в 2–2,5 раза, обнаружить отраженные сигналы было значительно труднее, чем при наблюдениях Меркурия и Марса, не говоря уже о наблюдениях Венеры.

В сторону Юпитера посылались радиосигналы на частоте около 700 МГц. На всю видимую поверхность планеты приходилось 13 Вт мощности, излучаемой передатчиком. Чтобы пройти весь путь от Земли до Юпитера и обратно к Земле, радиосигналам требовалось в среднем 1 час 06 мин. Спустя это время передатчик выключался и с помощью второй антенны, на которой был установлен приемник, производился прием отраженных сигналов. Принятые сигналы записывались на магнитную ленту.

Передаваемый сигнал имел вид чередующихся посылок и пауз на двух частотах, отличающихся на 62,5 Гц. Длительность посылок и пауз на каждой частоте была равна 4,096 сек. Смещение частоты несущей и частоты манипуляции отраженных сигналов, вызываемое эффектом Доплера из-за движения Юпитера и Земли (с учетом ее вращения), компенсировалось по расчетной программе с помощью специального устройства, линейно менявшего частоту гетеродина приемника. Чтобы ошибки линейной интерполяции не были существенными, полный сеанс разбивался на интервалы длительностью по 16 мин., в каждом из которых устанавливалось новое значение скорости изменения

частоты гетеродина. За астрономическую единицу бралась величина 149 599 300 км.

Распределение энергии в спектре принятых сигналов исследовалось с помощью многоканального анализатора, аналогично тому, как это было описано в [2, 3]. Отраженные сигналы должны были периодически появляться в каналах анализатора в соответствии с манипуляцией передаваемых сигналов. На выходе каналов анализатора определялась энергия сигнала и шума, накопленная в те полупериоды частоты манипуляции, когда должен быть отраженный сигнал, и энергия одного шума, накопленная в те полупериоды, когда отраженный сигнал должен отсутствовать. Разность этих энергий дает энергию сигнала и остаточную энергию шума, накопленных в данном канале. Для устранения возможной ошибки, вызванной помехами, частота следования которых совпадает с частотой манипуляции отраженных сигналов, фаза манипуляции передаваемых сигналов менялась через сеанс на полпериода.

Результаты анализа спектра отраженных от Юпитера сигналов, накапливавшихся в течение 22 час., представлены на рис. 1. На этом графике на оси абсцисс нанесена ширина полосы частот Δf , в которой производилось накопление энергии сигнала, а по оси ординат (справа) — энергия отраженных сигналов в этой полосе в пересчете на плотность потока мощности S у приемной антенны. Около экспериментальных точек указаны оценки среднеквадратичного значения погрешностей измерений, вызываемых шумом. Рис. 1 показывает, что Юпитер вызывает более сильное размытие спектра отраженных сигналов, чем наблюдалось, например, при радиолокации планет Венера [4] и Марс [5]. Это, по-видимому, следствие быстрого вращения планеты вокруг оси, период которого по астрономическим наблюдениям равен примерно 10 час.

На рис. 1 по оси ординат слева нанесены значения коэффициента отражения ρ , который показывает, какую долю составляет энергия отраженных сигналов, принимавшаяся в полосе частот Δf , по сравнению с той энергией, которая принималась бы если бы Юпитер был гладким идеально проводящим шаром.

Зная период вращения Юпитера и положение его оси вращения в пространстве, можно рассчитать ширину зоны поверхности планеты, от которой приходили сигналы, соответствующие доплеровскому расширению спектра Δf . Ширина отражающей зоны поверхности Юпитера d нанесена на рис. 1 внизу. Как видно из рисунка, коэффициент отражения Юпитера в исследованвшейся полосе составляет около 10 %. Ввиду того, что полный спектр отраженных сигналов значительно шире полосы частот, в которой производилось накопление энергии, полный коэффициент отражения Юпитера должен быть не меньше этой величины.

Таким образом, к числу планет, от которых были получены радиолокационные отражения, теперь добавлен Юпитер. В проведении радиолокации планеты Юпитер принимал участие большой коллек-

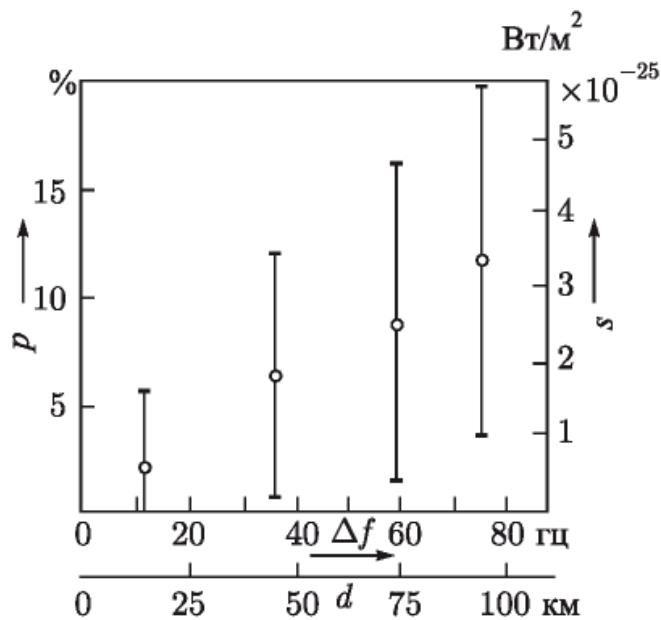


Рис. 1. Величина коэффициента отражения в зависимости от ширины отражающей зоны Юпитера

тив инженеров и техников, возглавляемый Институтом радиотехники и электроники Академии наук СССР.

Авторы выражают благодарность Б. А. Дубинскому, Г. А. Журкиной, Ю. Н. Мараховскому, Г. А. Симонову, Д. М. Цветкову и В. Ф. Чернову, участвовавшим в подготовке и проведении измерений.

Институт радиотехники
и электроники Академии наук СССР

Поступило 2 II 1964

Цитированная литература

- Газета «Правда», 29 XII 1963 г.
- В. А. Котельников, Л. В. Апраксин и др. Радиотехника и электроника, 7, № 11 (1962).
- В. А. Котельников, Г. Я. Гуськов и др., ДАН, 147, № 6 (1962).
- В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др., ДАН, 161, № 3 (1963).
- В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др., ДАН, 151, № 4 (1963).

УСПЕХИ ПЛАНЕТНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

*В. А. Котельников, В. М. Дубровин, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров,
О. Н. Ржига, А. М. Шаховской*

Природа. Ежемесячный популярный естественно-научный журнал Академии наук СССР. 1964, № 9

За радиолокационные исследования планет Венера, Меркурий и Марс Ленинская премия 1964 года была присуждена академику В. А. Котельникову, доктору технических наук М. Д. Кислику, научным сотрудникам В. М. Дубровину, В. А. Морозову, Г. М. Петрову, О. Н. Ржиге, А. М. Шаховскому и В. П. Минашину

Планетная радиолокация в принципе аналогична обычной радиолокации, с которой мы имеем дело на Земле. Сущность ее заключается в том, что при помощи мощного передатчика и остронаправленной антенны с Земли к планете посыпаются радиоволны, которые отражаются и возвращаются обратно. Принимая эти радиоволны достаточно чувствительным приемником, можно получить данные о движении планеты и о строении ее поверхности.

Первым внеземным телом, от которого получили радиоэхо, был наш спутник — Луна, расстояние до которой составляет в среднем 380 000 км. Еще в 20-х гг. в связи с первыми опытами импульсного зондирования ионосферы обсуждалась возможность обнаружения отраженных от Луны радиосигналов. Однако прошло два десятилетия, прежде чем развитие радиотехники позволило осуществить этот эксперимент. Первые радиолокационные отражения от Луны были получены в 1946 г. де Виттом, Стодола и др. в США и почти одновременно Баэм в Венгрии на переоборудованных военных радиолокационных станциях. Эти опыты положили начало новому, активному методу исследования небесных тел.

В последующие годы благодаря совершенствованию радиолокационной аппаратуры стало возможным проводить детальные исследования отражающих свойств лунной поверхности на радиоволнах. Многочисленные измерения, произведенные в диапазоне волн от 8 мм до 8 м (Эванс и Петенгил, 1963 г.)¹⁾, показали, что поверхность Луны более гладкая, чем предполагали ранее. Основное отражение радиоволн про-

¹⁾ Здесь и дальше в скобках указываются авторы статей и год опубликования.

исходит от ближайшей к Земле части лунной поверхности — шарового сегмента глубиной в несколько километров. Это позволило измерять расстояние до Луны с ошибкой меньше 1 км, что на порядок величины превышает среднюю точность астрономических наблюдений. Оказалось, что от поверхности Луны в направлении к локатору отражается примерно 7 % от той энергии, которая отразилась бы, если бы она была гладкой, идеально проводящей сферой. В последнее время в США проводились эксперименты, в результате которых были получены первые карты отражения радиоволн отдельными участками Луны (Грин и Петенгил, 1960 г.).

Опыт, накопленный при радиолокации Луны, был использован при подготовке к радиолокации Венеры. Хотя Венера подходит к Земле ближе других планет, знаем мы о ней немного: сплошной облачный покров, закрывающий планету, не позволяет астрономам разглядеть, что находится на ее поверхности. Для радиоволн облака не представляют непреодолимой преграды, поэтому можно получить отражения от самой поверхности планеты.

Эта задача была несравненно более трудной из-за большого расстояния. Так, при сохранении той же антенны и того же приемника, которые использовались при локации Луны, потребовалось бы значительно увеличить мощность передатчика. Известно, что при радиолокации мощность принимаемых сигналов падает пропорционально четвертой степени расстояния, в отличие от радиосвязи, где мощность сигналов убывает пропорционально квадрату.

Первые опыты по радиолокации Венеры (закончившиеся, как первоначально полагали, удачно) были проделаны в 1958 г. в США (Прайс, Грин и др., 1959 г.)²⁾ и повторены в 1959 г. в Англии (Эванс и Тейлор, 1959 г.). Но как теперь выяснилось, результаты этих опытов оказались ошибочными, так как за отраженный сигнал были приняты случайные выбросы шумов приемника. Успешная радиолокация Венеры впервые была проведена в 1961 г. во время нижнего соединения (наименьшее расстояние между Землей и Венерой — около 40 млн км) при помощи созданных к этому времени более мощных и совершенных радиолокаторов. Это было сделано одновременно в США (Массачусетский технологический институт и Калифорнийский технологический институт), в Англии (Радиообсерватория Джодрелл-Бэнк) и в Советском Союзе (Институт радиотехники и электроники АН СССР совместно с другими организациями). Во время нижнего соединения в 1962 г. в этих странах снова были проведены радиолокационные наблюдения Венеры.

Усовершенствование аппаратуры позволило вслед за тем получить радиолокационные отражения от Меркурия и Марса. Меркурий — самая маленькая из основных планет солнечной системы. Его диаметр

²⁾ См. «Природа», 1960, № 2, стр. 80.

в 2,5 раза меньше, чем у Венеры, расстояние от Земли до него не бывает меньше 80 млн км. Он обращается в непосредственной близости от Солнца, что очень затрудняет визуальные наблюдения. Поэтому о Меркурии, как и о Венере, известно сравнительно мало. Радиолокация Меркурия была произведена сначала в СССР в июне 1962 г., а затем повторена почти через год в США. Оказалось, что Меркурий отражает радиоволны примерно так же, как и Луна.

В феврале 1963 г., во время противостояния Марса, одновременно в Советском Союзе и США были получены радиолокационные отражения и от этой планеты, находящейся на расстоянии 100 млн км.

В сентябре-октябре того же года, благодаря дальнейшему повышению чувствительности радиолокатора, в Советском Союзе удалось получить отражения от Юпитера — самой большой планеты солнечной системы. Во время этого эксперимента радиоволнам приходилось проходить путь в 1 млрд 200 млн км. Вернувшись от планеты сигнал был очень ослаблен, и чтобы обнаружить его, пришлось накапливать энергию в течение двадцати с лишним часов. Коэффициент отражения Юпитера оказался больше 10 %.

В табл. 1 дано время, необходимое радиоволнам, чтобы пройти расстояние до планеты и вернуться обратно.

Таблица 1.

Планета	Время локации (СССР)	Мощность сигнала на всю планету (в ваттах)	Расстояние (в млн км)	Время рас- пространения сигналов (в мин.)
Венера	апрель 1961 г. октябрь-декабрь 1962 г.	15 23-9	43-43 40-65	5 4,5-7
Меркурий	июнь 1962 г.	1	83-88	9-10
Марс	февраль 1963 г.	1,2	100-101	11
Юпитер	сентябрь-октябрь 1963 г.	13	592-600	66-67

В октябре-ноябре 1963 г. радиолокация Юпитера была проведена и в США.

Радиолокационные измерения расстояния до планет

Разработанные астрономами и столетиями совершенствовавшиеся методы измерения расстояний до небесных тел требовали проведения большого числа очень точных угломерных измерений положения планет из разных пунктов Земли. Эти исследования надо было проводить совместно в нескольких обсерваториях, расположенных часто

на разных континентах. Для наблюдений требовались благоприятные атмосферные условия.

Академики Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, много занимавшиеся разработкой радиодальномерных систем, еще за несколько лет до осуществления радиолокации Луны показали, что при помощи известных в то время радиометодов расстояние до нее можно измерить точнее и проще, чем позволяют оптические методы.

Ультракороткие радиоволны, которые свободно проходят через ионосферу, как известно, распространяются от Земли к планете и затем обратно к Земле по кратчайшему пути со скоростью, равной скорости света. Измеряя время пробега радиоволн, можно определить расстояние до планеты и отдельных элементов ее поверхности. Точность измерения расстояния при этом может быть достигнута очень высокая, так как величина скорости света сейчас известна с точностью до одной миллионной. Время может быть измерено с точностью большей, чем одна стомиллионная от длительности измеряемого интервала.

Существует ряд способов измерения расстояния при помощи радиоволн. Остановимся на одном из них — способе линейной частотной модуляции, примененной нами в 1962 г. при радиолокации Венеры. Частота излучаемых колебаний при этом периодически изменялась по пилообразному закону.

Изменение частоты отраженных сигналов в приемнике (рис. 1) происходило по такому же закону, но с запаздыванием, равным времени распространения сигнала до планеты и обратно.

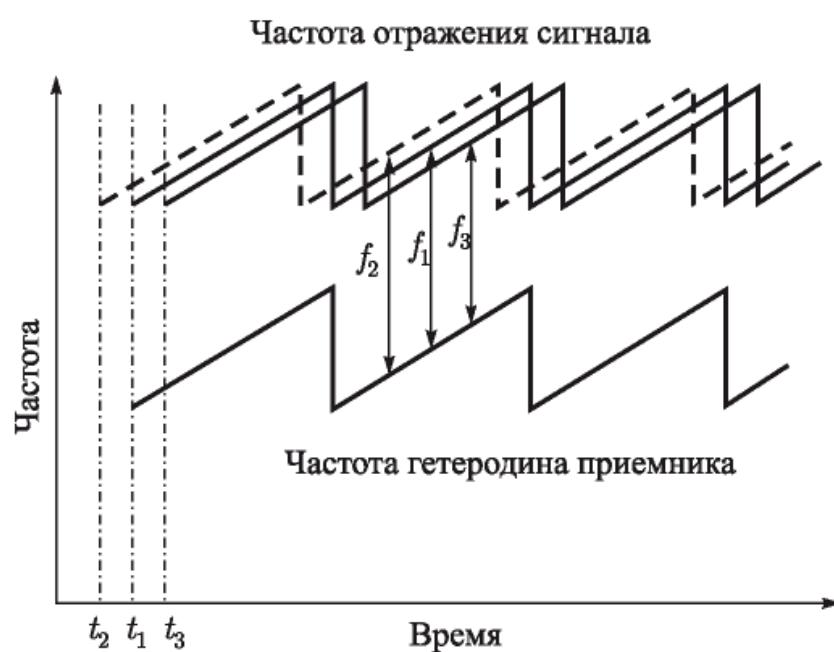


Рис. 1. Изменение частоты на выходе приемника в зависимости от момента прихода отраженного сигнала при измерении расстояния методом частотной модуляции

Частота колебаний на выходе приемника была равна разности частот отраженного сигнала и местного гетеродина. Во время приема частота гетеродина изменялась по пилообразному закону так же, как частота передатчика при передаче (см. рис. 1), но с задержкой на время распространения сигнала до планеты и обратно. Для этого модуляция частоты гетеродина начиналась в момент t_1 , когда по расчету отраженный сигнал должен был вернуться.

Разность частот сигнала и гетеродина зависела от измеряемого расстояния. Так, если принятое в расчетах значение было равно фактическому расстоянию, то начало модуляции гетеродина на приеме точно соответствовало фактическому времени прихода отраженного сигнала t_1 (этот случай показан на рисунке жирной линией) и частота на выходе приемника была номинальной — f_1 . Если расстояние было меньше принятого в расчетах, то отраженный сигнал приходил раньше — в момент t_2 (пунктирная линия) и частота на выходе приемника становилась выше номинальной — f_2 . Если же расстояние было больше расчетного, то отраженный сигнал приходил позже — в момент t_3 (тонкая сплошная линия) и частота на выходе приемника получалась ниже номинальной — f_3 . По отклонению частоты на выходе приемника от номинального значения можно было найти поправку к тому расстоянию, которое было принято в расчетах.

Радиолокационные измерения расстояния до планет дают очень надежный способ определения астрономической единицы — основного масштаба длины в солнечной системе.

Определение астрономической единицы

Все расстояния в межпланетном пространстве вычисляются астрономами очень точно через среднее расстояние между Землей и Солнцем³⁾. Этой величине длины было присвоено название астрономической единицы. Определяя расстояние до планеты в астрономических единицах, а затем измерив его при помощи радиолокатора в километрах, можно выяснить какова же в действительности величина астрономической единицы.

Ранее она неоднократно определялась различными астрономическими методами. Результаты этих измерений астрономической единицы и радиолокационные данные 1961 г. представлены на рис. 2. Затушеванные прямоугольники изображают ошибки, как определили их сами авторы.

Из рисунка 2 видно, что астрономические методы дают значения астрономической единицы, лежащие в пределах от 149,4 до 149,7 млн км.

³⁾ См. «Природа», 1961, № 9, стр. 24–31.

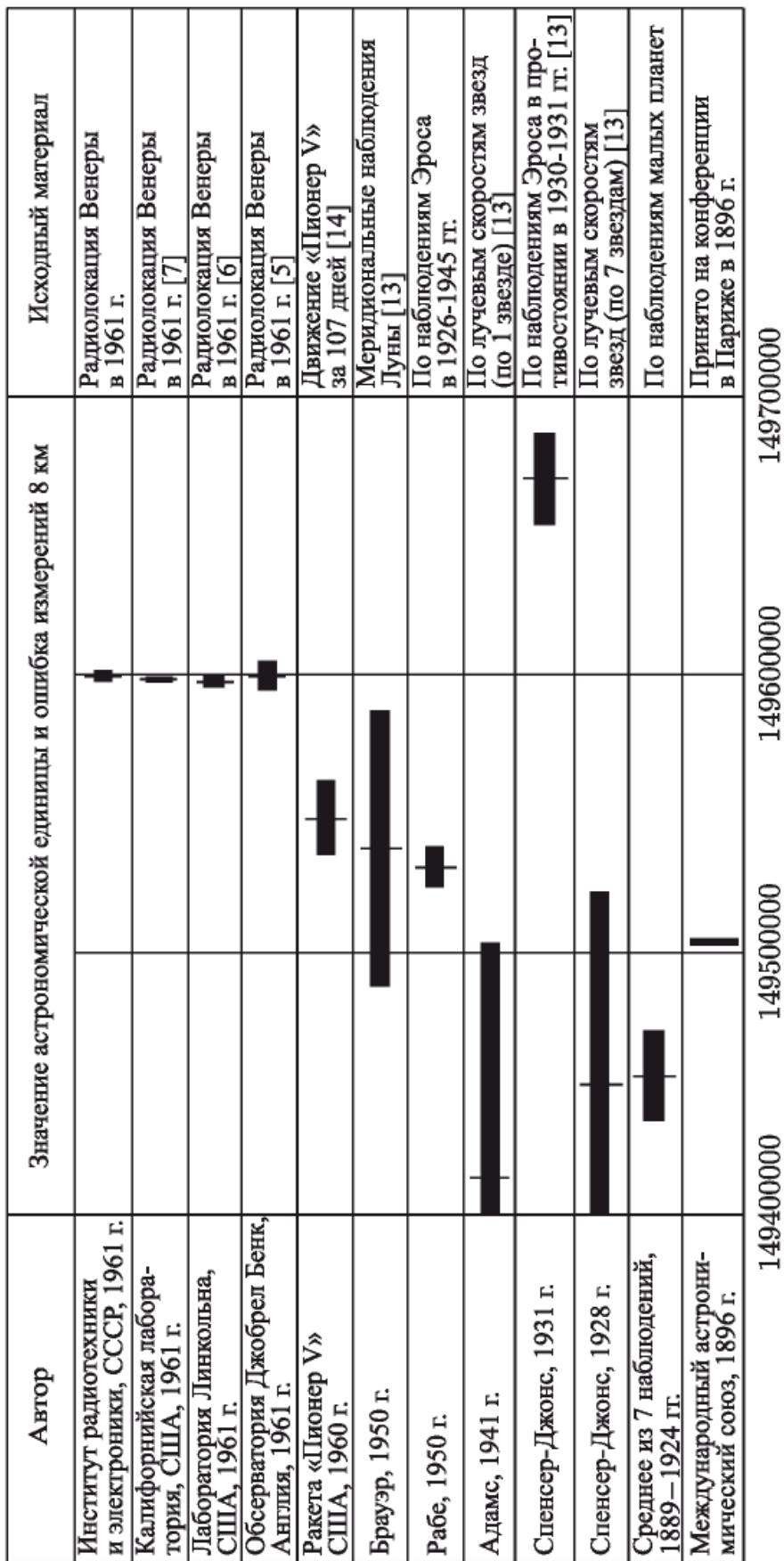


Рис. 2. Результаты определения астрономической единицы радиолокационными и астрономическими методами

Радиолокационные измерения 1961 г. дали, как видно из рисунка, совпадающие и намного более точные результаты, чем полученные астрономами. Надежность этих результатов не вызывает никаких сомнений, так как измерения были проведены независимо в трех странах на разных длинах волн и расхождения получились в пределах ожидаемых ошибок. Измерения повторялись много раз: чувствительность аппаратуры была достаточно велика, чтобы уверенно регистрировать отраженный от Венеры сигнал.

Результаты измерения астрономической единицы по радиолокационным наблюдениям Венеры в 1961 и 1962 гг. представлены на рис. 3 в увеличенном масштабе. Значение астрономической единицы по этим измерениям лежит в пределах от 149 596 600 до 149 600 000 км.

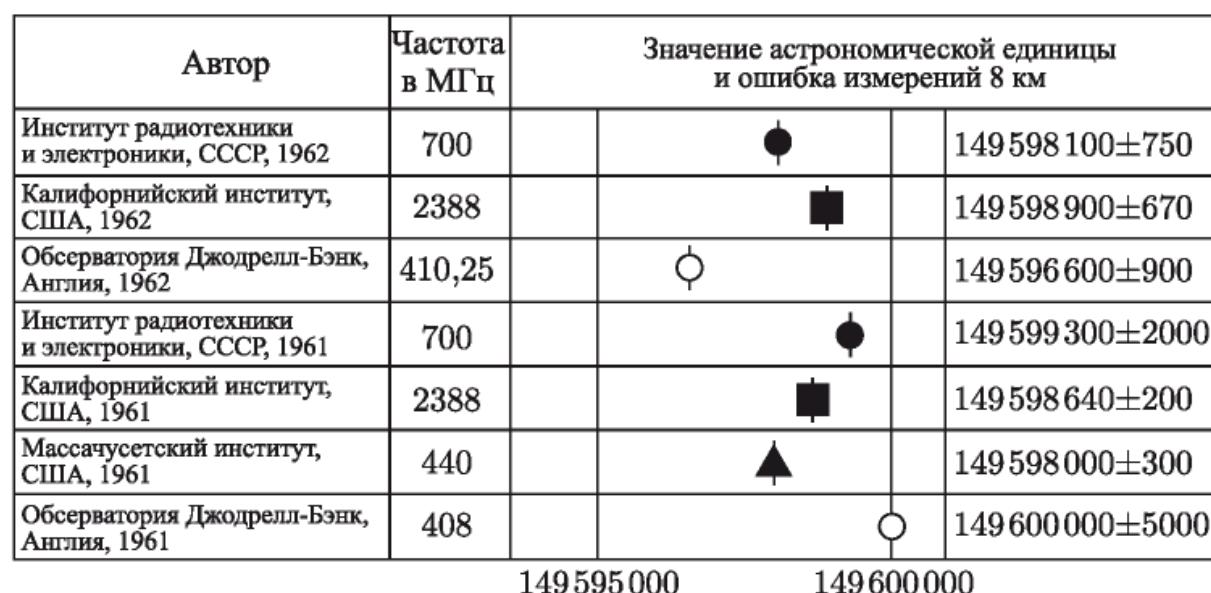


Рис. 3. Результаты определения астрономической единицы по радиолокационным наблюдениям Венеры в 1961 и 1962 гг. Скорость света в этих наблюдениях принималась равной 299 792,5 км/сек, радиус Венеры — 6100 км. Для измерений, произведенных в СССР, дано максимальное значение ошибки, в котором учтены погрешности за счет аппаратуры, неточного знания скорости распространения радиоволн, радиуса Венеры и неточности эфемерид. В измерениях, проведенных в других странах, эти ошибки учтены не полностью

На этом же рисунке указаны частоты передатчиков радиолокаторов; крайние значения их ($408 \div 2388$ МГц) отличаются почти в 6 раз. Если бы наличие заряженных частиц в межпланетном пространстве оказывало существенное влияние на распространение радиоволн этого диапазона, то измеренное расстояние (и значение астрономической единицы) на более коротких волнах получилось бы меньше, чем на более длинных, которые сильнее подвержены влиянию ионизированной среды. Отсутствие видимой связи между полученными значениями астрономической единицы и частотой, на которой проводились измерения, свидетельствует о том, что влияние межпланетной среды находится в пределах ошибок измерений.

Данные рис. 3 были получены из наблюдений движения одной планеты. Радиолокация Меркурия и Марса в 1962—1963 гг. позволила произвести независимые измерения астрономической единицы еще по двум планетам. Эти измерения дали результаты, сходные с радиолокационными наблюдениями Венеры.

До проведения радиолокационных измерений наиболее достоверным считалось значение $149\,532\,000 \pm 7\,000$ км, полученное Рабе в 1950 г. по наблюдениям малой планеты Эрос (см. рис. 2). Ошибка определения Рабе, как показали радиолокационные измерения, составляла $64 \div 68$ тыс. км, т. е. 0,04 % астрономической единицы. Сравнительно высокая точность этого определения вполне соответствует требованиям астрономических наблюдений, но была совершенно недостаточной для вождения межпланетных космических кораблей. Например, при запуске с Земли к Марсу космического корабля такая ошибка привела бы к тому, что корабль прошел бы в стороне от Марса примерно на расстоянии в 15 радиусов этой планеты.

На основании наиболее точных радиолокационных измерений (см. рис. 3) значение астрономической единицы теперь известно примерно в 100 раз точнее результатов Рабе, что имеет исключительное значение для космических полетов. Дальнейшее уточнение астрономической единицы ограничивается не возможностями радиолокационной аппаратуры, а неточным знанием параметров орбиты Венеры, ее радиуса и значения скорости света.

Уточнение параметров орбиты и размеров Венеры

Точное измерение расстояния до планеты на протяжении длительного интервала времени позволяет наряду с астрономической единицей уточнить также параметры орбиты (эксцентриситет, положение на орбите и т. д.). Так, например, если размеры орбиты известны точно, но планета находится на орбите впереди вычисленного положения, то измеренное расстояние до соединения, когда планета движется к Земле, будет меньше вычисленной величины, а после соединения, когда планета удаляется, — больше вычисленной величины. Это смещение можно найти и внести в таблицы, по которым рассчитывается движение планеты.

Возможность такого уточнения можно показать на результатах наших измерений расстояния до Венеры в октябре-декабре 1962 г. (рис. 4). Кружками здесь показано изменение в зависимости от даты наблюдения Δt , которая представляет собой разность между измеренным расстоянием до Венеры и вычисленным по имевшимся ранее сведениям об орбите планеты. Астрономическая единица принималась при этом равной 149 599 300 км. Измеряемое расстояние менялось от 40 млн км (минимальное — 13 ноября, во время нижнего соединения Венеры) до 65 млн км (21 декабря). На этом рисунке около кружков также показана результирующая погрешность измерений за данный

день, составлявшая 7–15 км. (Заметим, что в наших измерениях 1961 г. эта ошибка составляла несколько сот километров.)

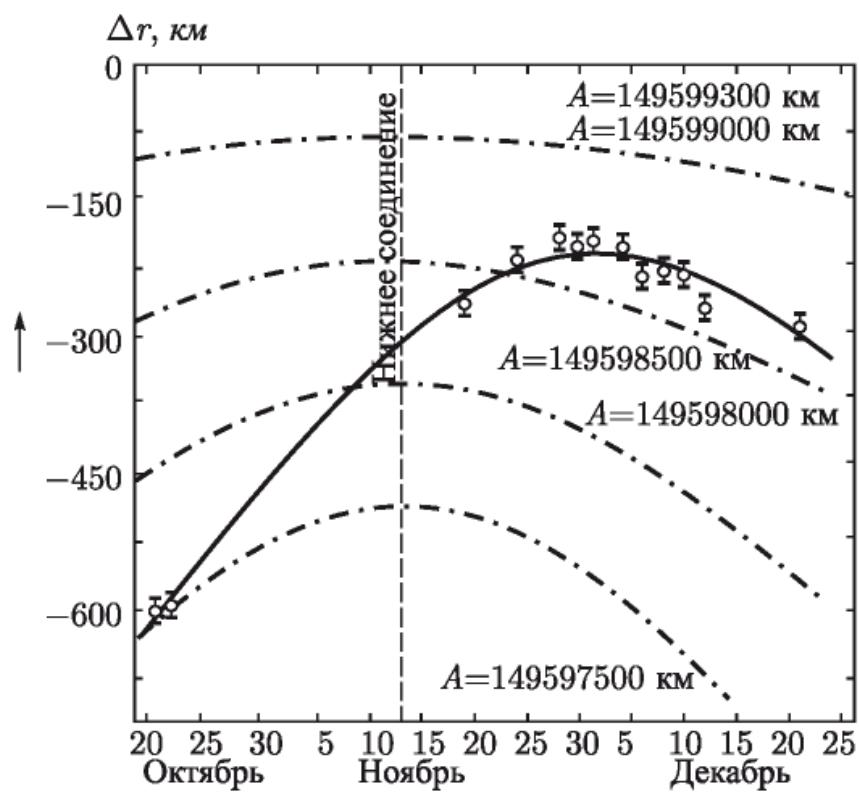


Рис. 4. Изменение во времени разности между измеренным и вычислением расстоянием от локатора до Венеры

Штрих-пунктирными линиями на рисунке показано, как должна была меняться величина Δr при различных значениях астрономической единицы. В частности, если бы ее значение было точно равно $A = 149\,599\,300$ км, т. е. величине, определенной нами по измерениям 1961 г. и использовавшейся в расчетах, то в отсутствие других ошибок экспериментальные точки должны были совпасть с горизонтальной осью вверху.

Несовпадение экспериментальных точек ни с одной из этих кривых свидетельствует о том, что не только астрономическая единица, но и параметры орбиты Венеры, использовавшиеся при расчете расстояния до нее, должны быть уточнены. В частности, если для астрономической единицы взять значение 149 597 900 км, радиус Венеры принять равным 6020 км и считать, что фактическое положение центра Венеры на ее орбите смешено относительно расчетного на 270 км по движению, то величина Δr будет изменяться так, как показано на рисунке сплошной линией, которая довольно хорошо соответствует расположению экспериментальных точек. Величина этого смещения составляет всего 2 % от диаметра Венеры и заметить его оптическими способами было бы очень трудно.

Радиолокационные наблюдения дают нам непосредственно расстояние не до центра Венеры (к которому привязаны все использующиеся

в расчетах астрономические данные о движении планеты), а расстояние до ближайшей к Земле части ее поверхности (точка A , рис. 5), которая обуславливает наиболее интенсивное отражение, — т. е. расстояние, меньшее на величину радиуса Венеры. Величина радиуса влияет на изменение Δr , что и позволяет его определить.

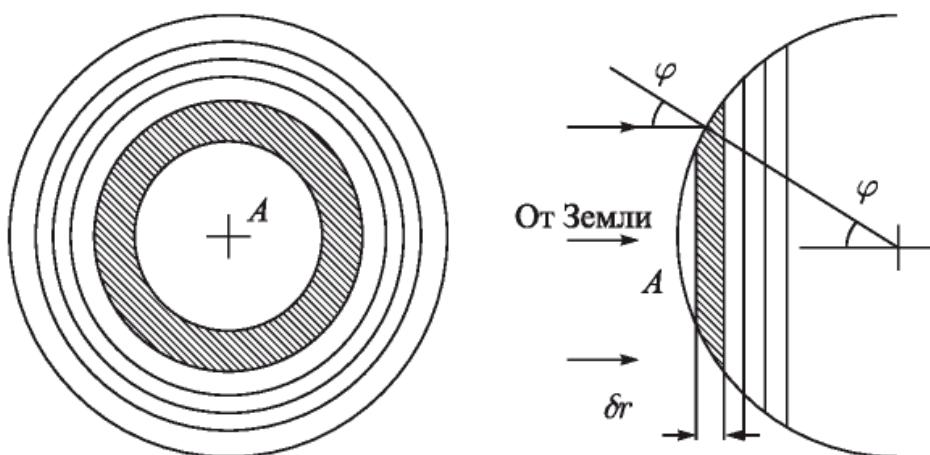


Рис. 5. Кольцевые отражающие зоны на поверхности планеты при облучении ее плоской волной. В пределах каждого кольца отраженные сигналы запаздывают одинаково

Оптические наблюдения в отличие от радиолокационных дают нам радиус внешней границы облачного слоя. Д. Я. Мартынов из наблюдений покрытия Венерой звезды Регул определил этот радиус — 6100 ± 34 км⁴⁾. Взяв разность радиусов по оптическим и радиолокационным наблюдениям, можно найти высоту облаков на Венере. Однако точность произведенных измерений пока для этого еще недостаточна.

Последующие радиолокационные наблюдения, проведенные при других положениях Венеры на ее орбите и обработанные совместно с прежними наблюдениями, очевидно, позволят уточнить не только параметры орбиты и размеры Венеры, но и параметры орбиты Земли.

Исследование поверхности планет

Космонавта, готовящегося к полету на Венеру, прежде всего будет интересовать, что он встретит на планете. Представляет ли поверхность Венеры сплошной океан воды или скалистые горы, а может быть, это песчаная пустыня или равнина, залитая нефтью? На эти вопросы планетная радиолокация частично уже дала ответы.

Планета рассеивает радиоволны во все стороны, и в том числе обратно к радиолокатору. Интенсивность отражения в направлении радиолокатора, помимо геометрических размеров планеты, зависит от коэффициента отражения поверхности планеты и ее гладкости.

⁴⁾ См. «Природа», 1961, № 9, стр. 24–31.

Коэффициент отражения поверхности, или «альбедо», как называют его в астрономии, представляет собой отношение энергии, отраженной во все стороны, к энергии, падающей на эту поверхность. Коэффициент отражения определяется материалом отражающей поверхности. Для диэлектриков его величину (ρ) можно найти по диэлектрической проницаемости:

$$\rho = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right)^2.$$

Коэффициент отражения некоторых материалов дается в табл. 2.

Для гладких сферических поверхностей интенсивность отражения в направлении радиолокатора определяется только коэффициентом отражения поверхности. Как будет показано ниже, на радиоволнах Венера отражает в первом приближении как гладкая сфера. Поэтому по интенсивности отраженных радиоволн можно найти коэффициент отражения и затем подобрать подходящий материал поверхности планеты из табл. 2.

Коэффициент отражения поверхности Венеры по измерениям в СССР на волне около 40 см и в США на волнах 68 и 12,6 см составлял 10–15 %, причем величина его ото дня ко дню изменялась сравнительно мало (по нашим измерениям, в пределах $\pm 3\%$). Это говорит о том, что поверхность Венеры в отличие от земной имеет довольно однородное строение. Такой же коэффициент отражения радиоволн у некоторых скальных пород на Земле (см. табл. 2). Величина коэффициента отражения слишком велика, чтобы допустить, что поверхность Венеры сплошь покрыта песком или нефтью, как предположил Хойл. С другой стороны, величина коэффициента отражения слишком мала, чтобы поддержать гипотезу Мензела и Уиппла о сплошном водном океане⁵⁾.

Таблица 2.

Материал отражающей поверхности	Диэлектрическая проницаемость	Коэффициент отражения (в %)
Кварц кристаллич.	4,5	13
Кварц плавленый	3,5–4,1	9–11,5
Кварцевый песок	3,0	7
Мрамор	8,3	23
Нефть	2,1	3,5
Вода	(проводник)	около 100

⁵⁾ См. «Природа», 1960, № 10, стр. 8–15.

Заметим, что если бы удалось произвести аналогичную радиолокацию Земли с Венеры, то результаты измерения коэффициента отражения получились бы более разнообразными. В течение суток Земля обращена к Венере попеременно песчаными пустынями, плоскогорьями или водными пространствами океанов. В соответствии с этим коэффициент отражения изменялся бы примерно от 7 до 100 %.

Если разделить отражения от элементов поверхности планеты, составляющих различные углы с направлением движения волны, то можно было бы найти зависимость отраженной энергии от этого угла и судить о структуре поверхности планеты. Такой эксперимент был проведен в 1962 г. при радиолокации Венеры с использованием метода пилообразной частотной модуляции.

Фронт излучаемых передатчиком локатора волн, достигая планеты, в первый момент касается ближайшей к Земле точки (точка *A* в центре видимого диска планеты, см. рис. 5), а затем захватывает более удаленные зоны ее поверхности, имеющие в плане вид концентрических колец. Благодаря тому, что отражения от более удаленных зон приходят позже, отражения от каждой кольцевой зоны можно выделить в отдельности.

На рис. 6 показано, как меняется энергия отраженных Венерой сигналов *p* (в относительных единицах) в зависимости от расстояния ΔR , на котором произошло отражение. За нулевое расстояние принято положение точки *A* (см. рис. 5). Таким образом, самый большой столбик соответствует энергии сигналов, отраженных от ближайшей к Земле зоны, — шарового сегмента. Первые десять столбиков представляют собой энергию отраженных сигналов кольцевыми зонами глубиной по 38 км каждая; остальные зоны имеют глубину в 4 раза большую⁶⁾. Энергию, соответствующую отрицательным значениям ΔR , вероятно, нужно отнести за счет специфики применяемой модуляции сигнала.

Интенсивность отраженных сигналов убывает с увеличением расстояния примерно по гиперболе ($p = \frac{24}{\Delta R + 24}$), изображенной на рисунке штрих-пунктирной линией. Как видно из рисунка, удавалось зарегистрировать энергию, отраженную зонами, удаленными от Земли на 1500 км дальше, чем ближайшая точка Венеры. По этим данным была найдена зависимость энергии отраженных сигналов *p* от угла падения φ (см. рис. 5). Эта зависимость изображена на рис. 7 сплошной линией (энергия дана в относительных единицах, масштаб — логарифмический). Для сопоставления на том же рисунке пунктирными линиями приведены аналогичные зависимости, полученные при радиолокации Луны на волнах длиной 68 и 3,6 см.

Приведенные зависимости определяются шероховатостью поверхности Венеры и Луны. Для совершенно гладкой сферы зависимость

⁶⁾ Глубина зон определяется разрешающей способностью аппаратуры.

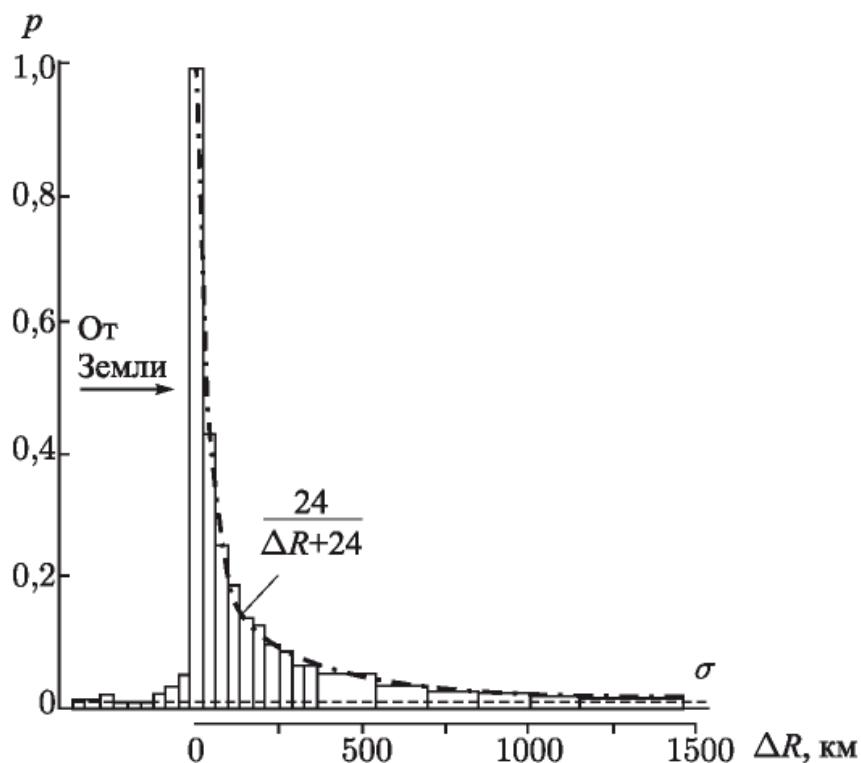


Рис. 6. Распределение энергии отраженных сигналов по расстоянию относительно ближайшего к Земле участка поверхности Венеры. Пунктиром отмечена величина погрешности (σ), вызываемой шумами аппаратуры

$p(\varphi)$ резко обрывается с ростом угла падения, так как отраженные волны поступают назад к радиолокатору только лишь от малого пятна в центре видимого диска сферы. С другой стороны, очень шероховатая сферическая поверхность дает медленное изменение $p(\varphi)$ от угла падения.

Одна и та же поверхность может отражать не одинаково на разных волнах, так как шероховатость определяется соотношением размера неровностей и длины волны. Так, например, световые волны отражаются Луной приблизительно по закону Ломмеля–Зеелигера (штрих-пунктирная линия, см. рис. 7), как от очень шероховатой сферы, в то время как на более длинных радиоволнах отражение приближается по характеру к отражению от гладкой поверхности. В полнолуние весь диск Луны имеет примерно одинаковую яркость, как в центре, так и у краев. Совершенно другая картина представилась бы нам, если бы глаза могли различать радиоволны: яркое пятно в центре лунного диска и совершенно темные края. Так же отражаются радиоволны и Венерой.

Сопоставление данных, приведенных на рис. 7, позволяет сделать важный вывод, что для волны около 40 см поверхности Венеры и Луны имеют примерно одинаковую структуру неоднородностей.

Радиолокация Марса, проведенная в 1963 г. одновременно в СССР и США, позволила получить данные о коэффициенте отражения поверхности этой планеты на волнах около 40 и 12,6 см соответственно.

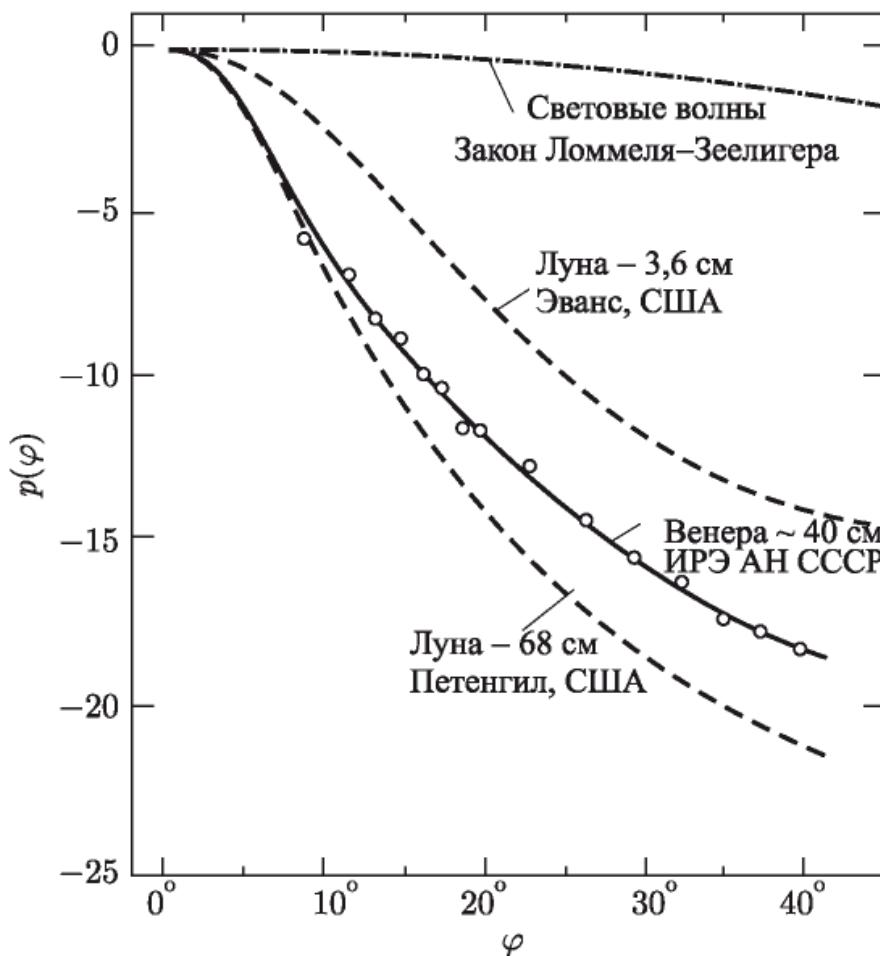


Рис. 7. Зависимость отраженной энергии от угла падения волн для Венеры и Луны

На рис. 8 изображена карта Марса, горизонтальной линией на ней отмечена область, от которой у нас были получены отраженные сигналы.

Коэффициент отражения поверхности менялся в широких пределах по мере того, как Марс поворачивался к Земле различными сторонами. Следовательно, состав поверхности на Марсе должен быть более разнообразным, чем на Венере. В нижней части рисунка, под картой Марса, показано, как изменялся коэффициент отражения поверхности в зависимости от долготы области, отражавшей сигналы, по наблюдениям в СССР (жирная линия) и США (тонкая линия). Обе кривые имеют некоторую взаимную корреляцию. По этим данным как будто следует, что более темные области, условно называемые морями, отражают лучше светлых, называемых материками.

Средний коэффициент отражения поверхности Марса получился по нашим наблюдениям равным 7 % (как и у Луны), а в США — в два раза меньше. Возможно, такое явление связано с изменением характера отражения с укорочением волны.

Характер спектра отраженного сигнала свидетельствовал о наличии на Марсе очень гладких протяженных участков поверхности.

В наших наблюдениях в некоторые дни отражения совсем не удавалось зарегистрировать. Возможно, что это было вызвано изменением

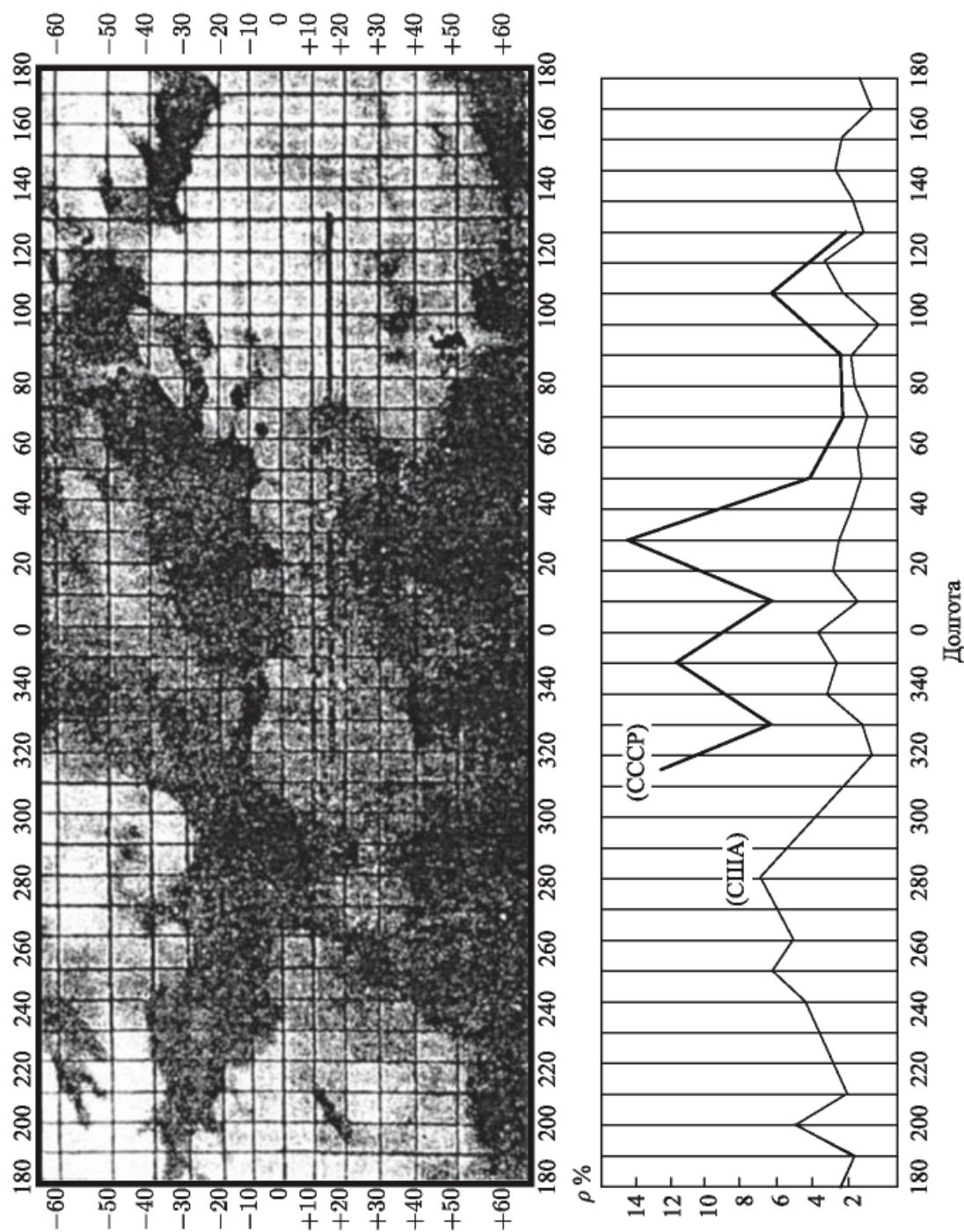


Рис. 8. Астрономическая карта Марса и изменение коэффициента отражения его поверхности по наблюдениям в СССР и в США (Гольдштейн и Гилмар, 1963)

отражающих свойств Марса. Последующие наблюдения, проведенные с более чувствительной аппаратурой, позволяют получить более полные данные о поверхности Марса.

Период вращения Венеры

До проведения радиолокационных наблюдений период вращения Венеры и наклон ее оси были довольно неопределенны. Период оценивался величиной от 15 час. до 225 суток⁷⁾. При радиолокации Венеры в 1962 г. в СССР и в США было произведено определение периода вращения этой планеты по расширению спектра сигналов при отражении от ее поверхности.

Различные элементы поверхности вследствие вращения планеты имеют по отношению к локатору различные скорости. Из-за эффекта Доплера частота сигналов при отражении смещается в соответствии со скоростью отражающих элементов. Так, например, точка *a* (рис. 9), движущаяся на нас, дает отражения на более высокой частоте, чем точка *b*, которая от нас удаляется, а отражения от точки *c* будут иметь еще более высокую частоту из-за большей скорости этой точки.

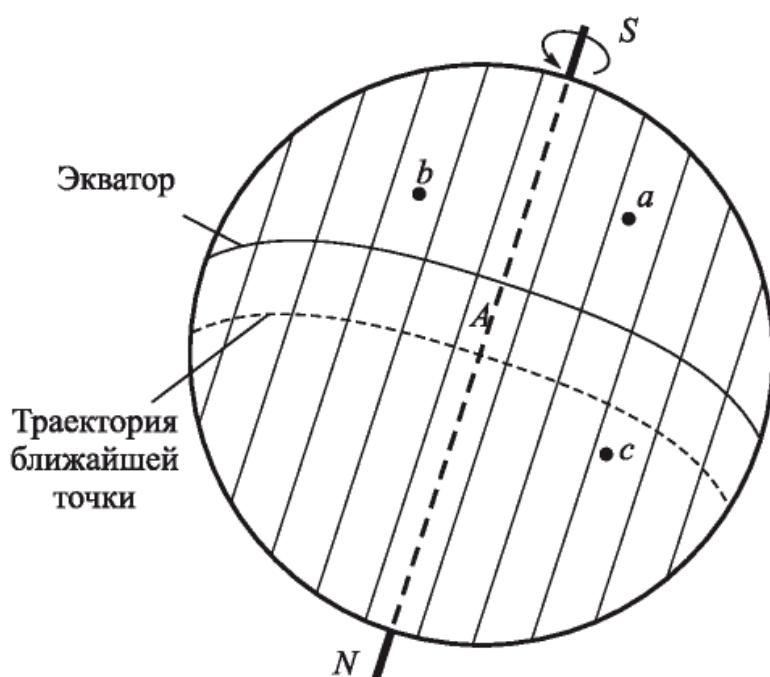


Рис. 9. Схема, поясняющая расширение спектральной линии сигнала при отражении от вращающейся планеты. В пределах каждой полоски отраженные сигналы получают одинаковое смещение частоты. Точки *a* и *c* движутся к наблюдателю, *b* — от него

Спектр отраженных сигналов, полученный при монохроматическом облучении Венеры на частоте около 700 МГц, представлен на рис. 10. Стабильность частоты передатчика была достаточной, чтобы исполь-

⁷⁾ См. «Природа», 1960, № 10, стр. 8–15.

зователь для анализа фильтры с шириной полосы пропускания по 1 Гц. Специальное устройство, компенсировавшее во время измерений среднее смещение частоты сигналов, вызываемое относительным движением локатора и центра Венеры, также не вносило заметных ошибок. Каждый столбик на этом рисунке представляет энергию сигналов, отраженных элементами поверхности, проектирующимися на видимый диск планеты в виде полос, параллельных оси вращения (см. рис. 9).

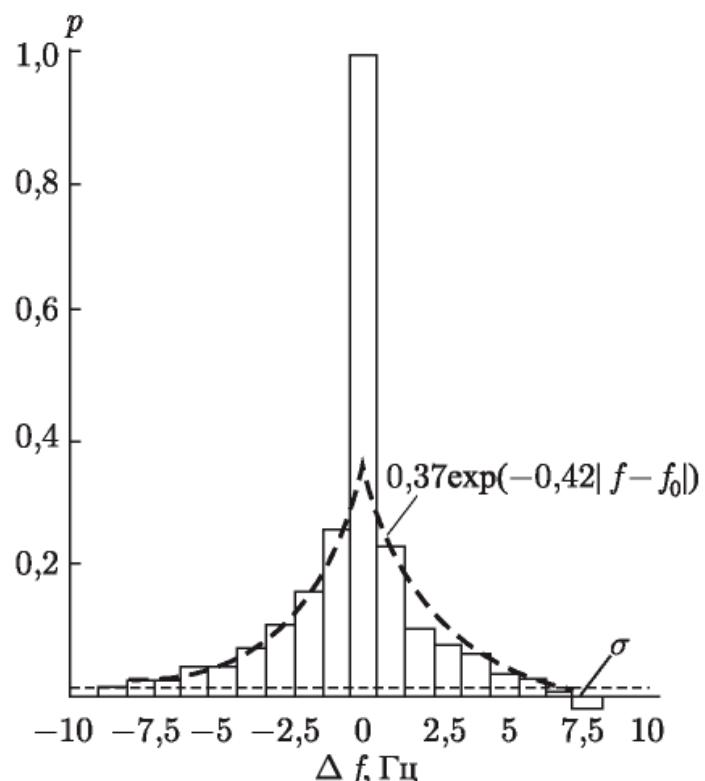


Рис. 10. Средний спектр отраженных от Венеры сигналов при монохроматическом облучении на частоте около 700 МГц, Δf — смещение частоты из-за вращения планеты. Эти данные можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью, показанной штрих-пунктирной линией. Пунктир обозначает величину погрешности от шумов аппарата

Спектр отраженных сигналов в разные дни был неодинаковой ширины. Это указывает на то, что вращение Венеры относительно локатора менялось. Такое относительное вращение (его можно было бы заметить, наблюдая в телескоп за перемещением деталей на поверхности Венеры, если бы она не была закрыта облаками) вызывается двумя причинами: собственным вращением Венеры, которое имеет постоянную величину и должно быть определено, и кажущимся обеганием Венеры Землей, зависящим от их взаимного положения. Происхождение последней составляющей можно уяснить на примере человека, который обходит глобус. Хотя глобус неподвижен, создается впечатление, что он вращается навстречу движению. Эту составляющую можно вычислить теоретически.

Изменение скорости относительного вращения Венеры, вычисленной для разных значений периода T в случае, когда ось планеты перпендикулярна плоскости орбиты, изображено на рис. 11. Кривая при $T = \infty$ получилась если бы планета не вращалась; при $T = 225$ суткам (время обращения Венеры вокруг Солнца) планета была бы повернута к Солнцу всегда одной и той же стороной (как Луна к Земле). Отрицательные значения периода соответствуют вращению Венеры в сторону, обратную ее движению вокруг Солнца.

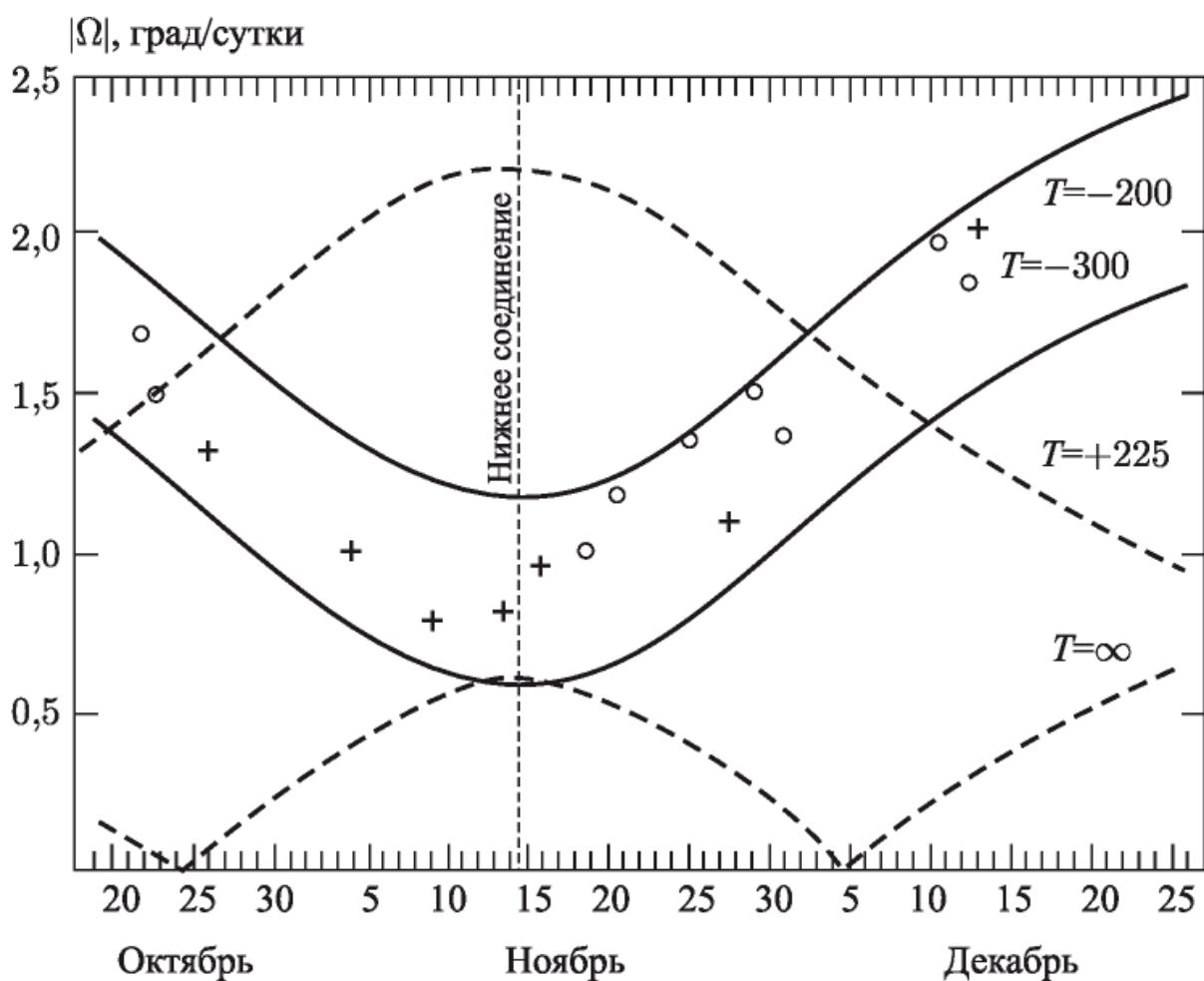


Рис. 11. Определение периода вращения Венеры по наблюдениям в СССР (кружочки) и в США (крестики). Ω — угловая скорость вращения Венеры относительно локатора

На этом же рисунке нанесены экспериментальные точки, полученные по наблюдениям в СССР и в США (Голдштейн и Карпентер, 1963 г.). Для этого экспериментально полученный в различные дни наблюдения спектр сравнивался со спектром, который можно вычислить, задаваясь определенными значениями скорости вращения, по данным зависимости отраженной энергии от угла падения волн (см. рис. 7).

Как видно из рисунка, экспериментальные данные лучше всего соответствуют обратному вращению с периодом 200–300 земных суток.

Хорошее совпадение экспериментальных данных, полученных независимо на волнах 40 и 12,6 см, говорит о том, что на этих волнах отражения получаются непосредственно от самой поверхности Венеры. В свете этого не подтверждаются предположения, что на волнах порядка 40 см радиолокационные сигналы отражаются от ионосферы Венеры, не достигая поверхности планеты⁸⁾.

Существует мнение, что наличие у планеты магнитного поля обуславливается ее вращением. Это соответствие можно проследить у тех небесных тел, для которых известен период вращения и величина магнитного поля. Так, Земля и Юпитер (наличие сильного магнитного поля у последнего подтверждается данными радиоастрономических наблюдений) представляют пример планет с быстрым вращением и сильным магнитным полем. С другой стороны, для Луны, которая совершает один оборот за 27 суток, отсутствие заметного магнитного поля было доказано прямыми измерениями при полете советских Лунников в 1959 г. Поэтому медленное вращение Венеры, видимо, может служить косвенным свидетельством отсутствия у этой планеты сильного магнитного поля.

Полет американского аппарата «Маринер-2», прошедшего вблизи Венеры в декабре 1962 г., наличия магнитного поля не зафиксировал.

Следующая задача планетной радиолокации — *более детальное исследование поверхности планет*. Хотя антенна радиолокатора не обладает той высокой разрешающей способностью по углу, какую дают оптические телескопы, разделение сигналов по времени и по частоте позволяет, как мы видели, разделять отражения, приходящие от различных элементов поверхности планеты.

При достаточно чувствительной аппаратуре по этим данным можно построить карту радиолокационных отражений и получить новые данные о планетах солнечной системы.

⁸⁾ См. «Природа», 1963, № 9, стр. 68–71.

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВЕНЕРЫ В СОВЕТСКОМ СОЮЗЕ В 1964 г.

*В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, Л. В. Апраксин, В. М. Дубровин,
М. Д. Кислик, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. В. Францессон,
А. М. Шаховской*

Доклады Академии наук СССР. 1965. Том 163, № 1

Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций в период с 11 по 30 VI 1964 г. были продолжены радиолокационные наблюдения Венеры. Измерения проводились на волне около 40 см на той же установке, что и в 1961 г. [1] и 1962 г. [2]. На входе приемника использовались парамагнитный и параметрический усилители. Анализ сигнала производился с магнитной ленты 20-канальным анализатором; ширина полосы фильтров каждого канала, пересчитанная к принимаемому сигналу, составляла 1,2 Гц.

Для исследования применялись в основном два вида модуляции излучаемого сигнала: частотная манипуляция и периодическая линейная частотная модуляция, аналогично тому, как это делалось в 1962 г. [2, 3].

При частотной манипуляции излучаемый сигнал имел вид чередующихся телеграфных посылок на двух частотах, которые отличались либо на 62,5 Гц, либо на 2000 Гц. Длительность посылок и пауз на каждой частоте составляла 4,096 сек. Этот вид модуляции использовался для изучения спектра отраженных сигналов и для измерения радиальной скорости движения Венеры, которая определялась по доплеровскому смещению центральной частоты спектра сигнала относительно частоты излучения.

Линейная частотная модуляция применялась для изучения закона отражения радиоволн от поверхности и для измерения расстояния до Венеры. Частота излучаемых колебаний периодически изменялась по пилообразному закону [3], при этом использовались три режима: девиация 4 кГц с периодом 1,024 сек (как и в 1962 г.), девиация 32 кГц с периодом 8,192 сек и девиация 32 кГц с периодом 1,024 сек. Увеличение девиации в 8 раз позволило во столько же раз повысить точность измерения расстояния и разрешающую способность для изучения закона отражения сигнала от поверхности. При приеме частота гетеродина изменялась также по пилообразному закону, но с задержкой на расчетное время распространения сигнала до планеты и обратно. Ес-

ли расчетная задержка точно соответствовала фактическому времени распространения сигнала до планеты и обратно, то частота сигнала на выходе приемника была номинальной. По отклонению частоты сигнала от номинального значения находилась поправка к расчетному времени запаздывания.

Результаты измерения расстояния до Венеры и радиальной скорости ее движения представлены на рис. 1. На рис. 1, а отложена разность Δr (км) между измеренным и вычисленным значением расстояния от измерительного пункта до ближайшей точки поверхности Венеры, на рис. 1, б — разность Δv_r (см/сек) между измеренным и вычисленным значением радиальной скорости центра отражения на Венере относительно измерительного пункта. Вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные погрешности измеренных значений.

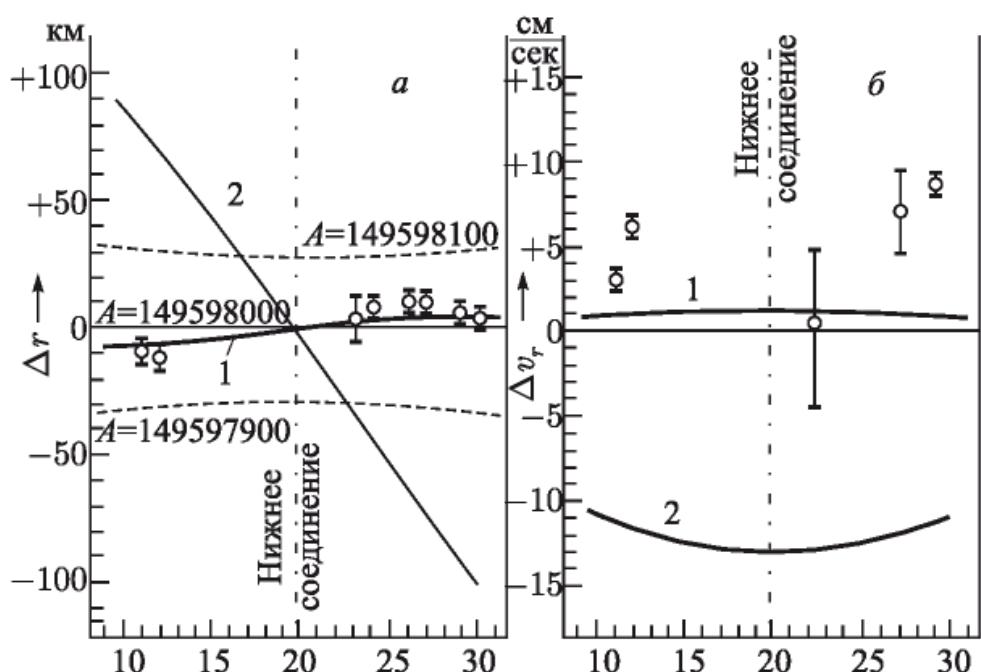


Рис. 1. Изменение расстояния до Венеры (а) и радиальной скорости ее движения (б) относительного расчетного значения, июнь 1964 г.

При измерении расстояния среднеквадратичное значение аппаратурной ошибки за один 5-минутный сеанс не превышало 15 км до 23 VI (при девиации 4 кГц) и 2 км после 23 VI (при девиации 32 кГц), ошибка измерения скорости не превышала 2,5 см/сек.

В расчетах времени распространения сигналов и доплеровского смещения частоты было принято: астрономическая единица 149 598 000 км, скорость света 299 792,5 км/сек, радиус Венеры 6100 км. Время распространения сигнала рассчитывалось с точностью ± 5 мксек, частота Доплера $\pm 0,05$ Гц. Вычисление координат планет производилось на основании аналитической теории Ньюкома с учетом поправок к элементам орбиты Венеры по данным Данкома и поправок к элементам орбиты системы Земля — Луна по данным Моргана. Кроме того, в расчетах было учтено дополнительное смещение центра Венеры по ее орбите в направ-

лении движения на 250 км. Смещение было определено в 1962 г. [2] и оценивалось величиной 270 км, что эквивалентно увеличению гелиоцентрической долготы Венеры на $+0'',52$. Этому смещению на рис. 1, а и 1, б соответствуют плавные кривые 1. Если бы введенная поправка на смещение в действительности отсутствовала, то экспериментальные точки должны были бы лежать на плавные кривые 2. Пунктирными линиями на рис. 1, а показано как должна изменяться величина Δt , если бы фактическое значение астрономической единицы было равно 149 598 100 и 149 597 900 км. Величина астрономической единицы по этим измерениям равна 149 598 000 км; причем если учесть возможные систематические ошибки, максимальная ошибка может быть ± 400 км.

Среднеквадратичные значения систематических ошибок исходных данных в пересчете на астрономическую единицу оцениваются следующими величинами: скорость света 70 км; радиус Венеры 40 км; гелиоцентрические координаты Венеры и Земли 100 км; влияние среды, в которой распространяется сигнал 10 км; остальные константы (радиус Земли, отношение масс Луны и Земли, и др.) 10 км; определение запаздывания в аппаратуре 5 км. Полная среднеквадратичная ошибка равна 130 км.

Распределение энергии отраженных от Венеры сигналов в зависимости от расстояния ΔR относительно ближайшего к Земле участка ее поверхности представлено на рис. 2. Распределение на рис. 2, а получе-

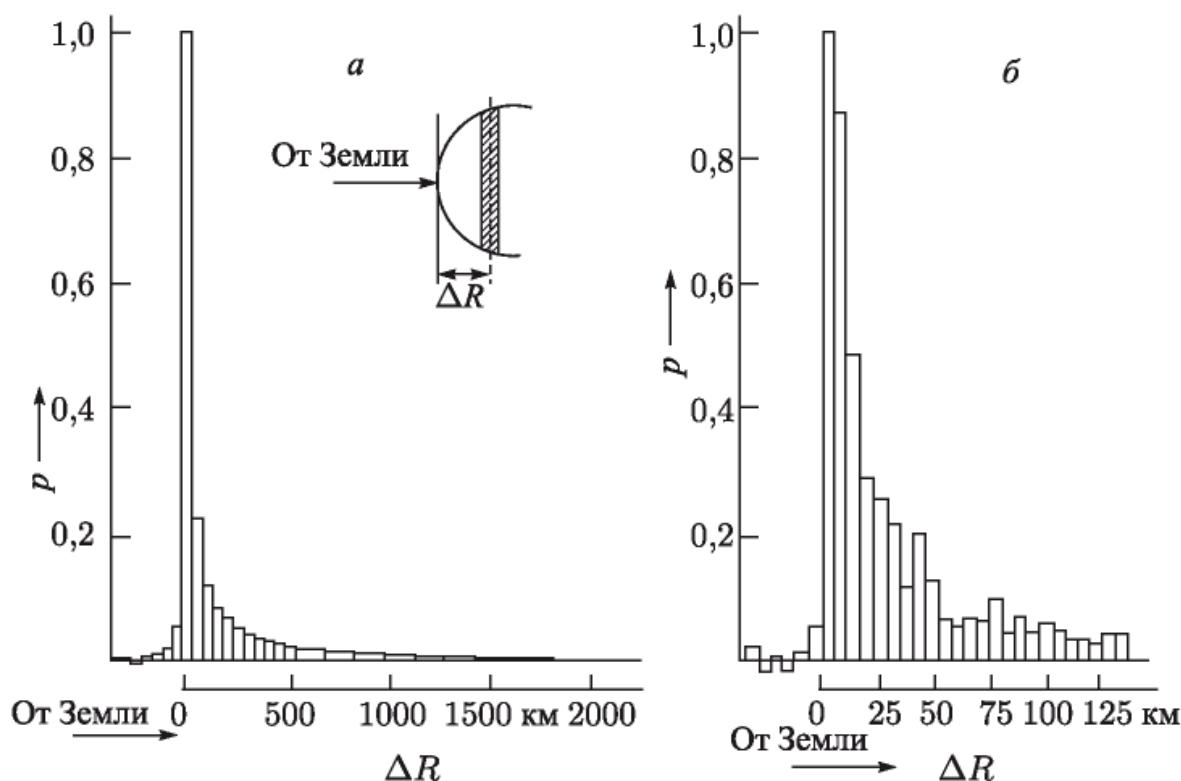


Рис. 2. Распределение по дальности энергии отраженных от Венеры сигналов, а — получено при линейной частотной модуляции с девиацией 4 кГц ($\sigma = 0,0025$ для узких фильтров и $\sigma = 0,0014$ для широких фильтров); б — получено при девиации 32 кГц

но по 27 сеансам с линейной частотной модуляцией при девиации 4 кГц и периоде 1,024 сек. Первые 11 столбиков представляют собой энергию сигналов, отраженных кольцевыми зонами поверхности глубиной по 45 км, остальные — по 150 км. Распределение на рис. 2, б получено по 20 сеансам при девиации 32 кГц с периодом 1,024 сек, применение которой позволило более детально исследовать закон отражения для переднего участка поверхности и получить энергию от кольцевых зон глубиной по 5,5 км. По этим данным была найдена зависимость энергии отраженных сигналов P от угла падения φ (рис. 3, кривая 1). Для сравнения на этом же рисунке, кривая 2, показана аналогичная зависимость, полученная при измерениях 1962 г.

Сравнение результатов показывает, что в 1964 г. энергия отраженных сигналов с ростом угла φ убывает быстрее, чем это наблюдалось в 1962 г. Это, видимо, можно объяснить тем, что Венера в период радиолокации 1964 г. была повернута к Земле более гладкой стороной.

Ширина доплеровского спектра отраженного сигнала, обусловленная вращением Венеры, не превышает 15 Гц. Коэффициент отражения [3] Венеры, измеренный по полной энергии принятого сигнала, равен в среднем 19 %. Энергия в центральной полосе 1 Гц приближительно в 2 раза меньше энергии всего спектра.

Спектры отдельных дней наблюдения использовались для определения периода вращения Венеры. Для этого они сравнивались с рас-

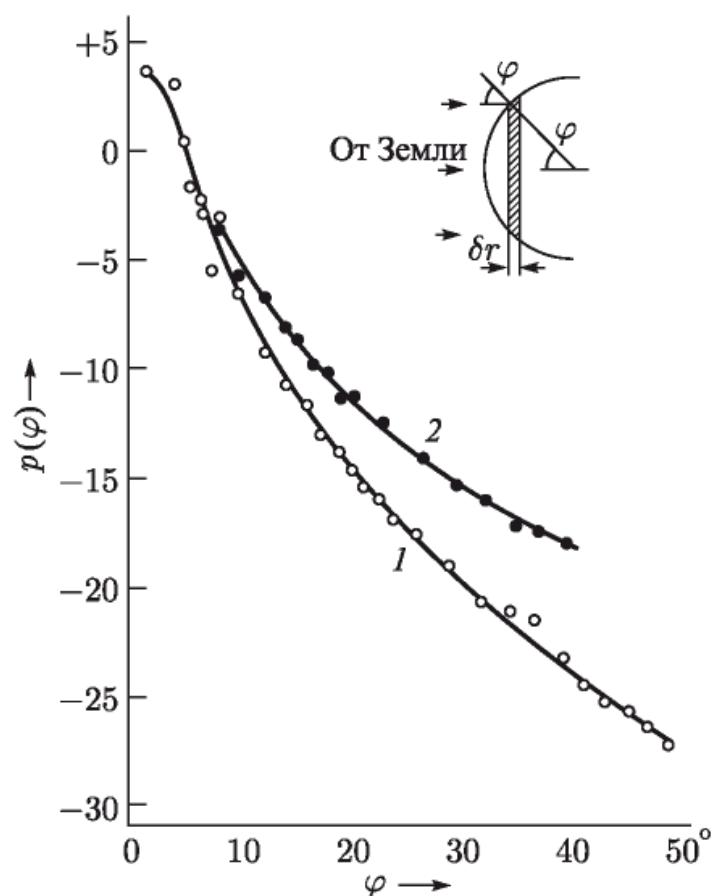


Рис. 3. Зависимость энергии отраженных сигналов P от угла падения φ

четным спектром, вычисленным для разных периодов вращения из закона распределения энергии, представленного на рис. 2. Полученные в 1964 г. результаты не противоречат выводу об обратном вращении Венеры с периодом 200–300 суток, сделанному по радиолокационным наблюдениям Венеры в 1962 г. [2]. На рис. 4 показаны экспериментальные результаты 1962 г. [3] (a) и 1964 г. (б). Все эти результаты хорошо согласуются между собой и лучше всего соответствуют обратному вращению Венеры с периодом 230 ± 25 суток.

Совместное рассмотрение результатов определения периода вращения в 1962 и 1964 гг. показывает, что ориентация оси вращения Венеры близка к перпендикулярной по отношению к плоскости ее орбиты.

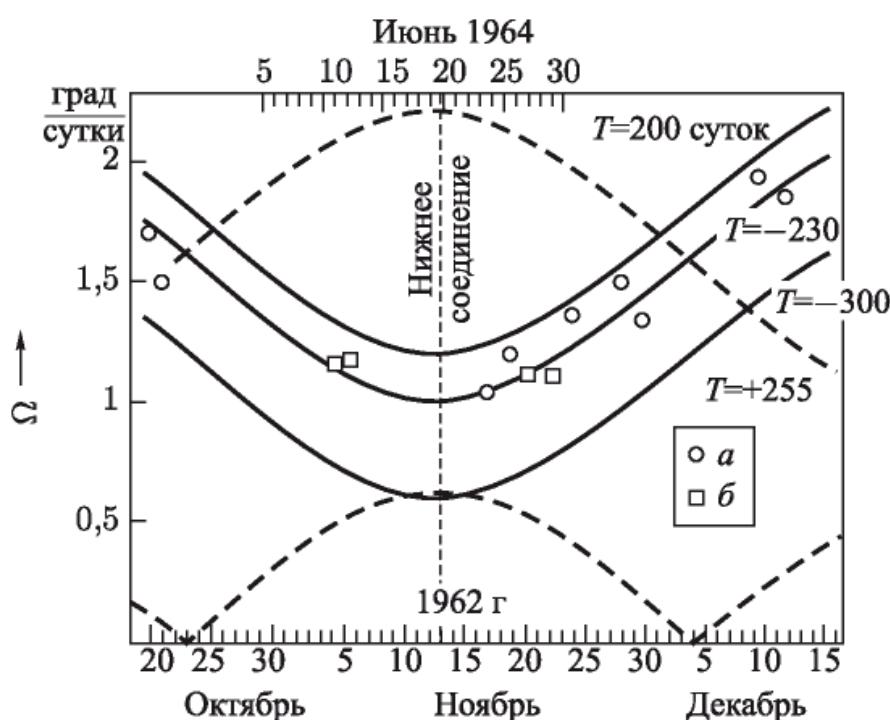


Рис. 4. Определение периода вращения Венеры по результатам радиолокации 1962 г. (a) и 1964 г. (б). Ω — угловая скорость вращения Венеры относительно локатора. Пунктирными линиями указаны расчетные значения Ω для прямого вращения Венеры, сплошными линиями — для обратного вращения

Авторы выражают благодарность Г. А. Журкиной, Б. А. Степанову и Г. А. Сыцко, участвовавшим в подготовке и в проведении измерений.

Институт радиотехники
и электроники Академии наук СССР

Поступило 12 IV 1965

Цитированная литература

1. В. А. Котельников, Л. В. Апраксин и др. Радиотехника и электроника, 7, № 11 (1962).
2. В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др., ДАН, 151, № 3 (1963).
3. В. А. Котельников, В. М. Дубровин и др., Природа, № 9 (1964).

ÉTUDE DES PLANÈTES A L'AIDE DU RADAR

*Professeur V. Kotelnikov, V. Dubrovine, B. Kouznetsov, G. Petrov, O. Rjiga,
A. Chakhouski*

L'onde électrique

Comme chaque année, la Société Scientifique et Technique POPOV a tenu à Moscou son Congrès national de la Journée de la Radio, du 7 au 11 mai 1964.

Dans ses précédents numéros, l'Onde Electrique a donné les titres des nombreuses communications présentées, dont tous les résumés (en russe) ont été envoyés par la Société POPOV à la S.F.E.R.

A ce Congrès, deux Présidents de notre Société ont assisté, invités par le Président de la Société POPOV: Messieurs Pierre Grivet, Président de la S.F.E.R. en 1965, et Gérard Lehmann, Président en 1963.

L'ouverture du Congrès fut marquée par un exposé magistral du Professeur Kotelnikov, sur «l'Etude des planètes à l'aide du Radar», exposant la situation de cette question fondamentale pour l'astronomie, à la suite des travaux exécutés par les laboratoires du monde entier, qui ont permis d'améliorer de deux ordres de grandeur la précision de nos connaissances sur les dimensions géométriques du système solaire. Le Professeur Kotelnikov, membre de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S., a bien voulu accepter, sur notre demande, de remettre à la S.F.E.R. le texte intégral de sa conférence, que l'Onde Electrique est heureuse de publier. Qu'il reçoive ici, ainsi que ses collaborateurs, nos très vifs remerciements.

A cette occasion, nous sommes heureux de transmettre notre meilleur souvenir à Monsieur le Professeur Siforov, Président de la Société Scientifique POPOV, et à son secrétaire général technique, Monsieur Soudakov, qui ont établi la tradition suivant laquelle, chaque année, plusieurs électroniciens français sont invités à assister au Congrès Scientifique annuel de la Journée de la Radio, à Moscou.

Pierre Grivet,Gérard Lehmann

В настоящую статью включены материалы следующих работ:

1) Котельников В.А., Дубровин В.М., Кузнецов Б.И., Петров Г.М., Ржига О.Н., Шаховской А.М. Успехи планетной радиолокации. Природа. Ежемесячный популярный естественно-научный журнал Академии наук СССР. 1964, стр. 2–13.

2) Котельников В.А., Дубровин В.М., Дубинский Б.А., Кислик М.Д., Кузнецов Б.И., Петров Г.М., Работягов А.П., Ржига О.Н., Шаховской А.М. Радиолокация планеты Марс в Советском Союзе. Доклады Академии наук СССР. 1963. Том 151, № 4, стр. 811–814

1. Introduction

La localisation des planètes au moyen de la radio est basée sur le principe de l'exploration par radar. Autrement dit, il s'agit d'envoyer vers la planète des trains d'ondes radioélectriques à l'aide d'un émetteur puissant et d'un aérien très directif. Ces ondes nous reviennent après réflexion et, à l'aide d'un récepteur très sensible, nous pouvons recueillir des renseignements sur le mouvement de la planète et la structure de sa surface.

Le premier corps extra terrestre dont on a pu recevoir un écho radio fut la lune distante, en moyenne, de 384 000 km. Déjà dans la troisième décennie du siècle, lors des premiers essais de sondage de l'ionosphère à l'aide d'impulsions, on se demande s'il serait possible de déceler des signaux radio réfléchis par la lune. Cependant, deux décennies s'écoulèrent encore avant que les progrès de la technique permettent la réalisation de l'expérience. Les premiers signaux radio réfléchis sur la lune ont été enregistrés en 1946 par de Witt, Stodola et autres [1] aux Etats-Unis et, presque simultanément, par Z. Bay [2] en Hongrie à l'aide de stations radar militaires transformées. Ces expériences ont été le début d'une nouvelle méthode active d'exploration des corps célestes.

Grâce aux perfectionnements apportés aux systèmes radar, les années suivantes ont vu des études détaillées sur les propriétés réflechissantes de la surface lunaire. De nombreuses mesures effectuées dans une gamme d'ondes allant de 8 mm à 8 m [3] ont montré que la surface lunaire était plus unie qu'on ne le supposait autrefois. La réflexion de base des ondes radio s'effectue à partir d'une calotte sphérique profonde de quelques kilomètres située sur la partie de la surface lunaire la plus proche de la terre. Cela a permis de mesurer la distance de la terre à la lune avec une erreur plus faible que 1 km [4], ce qui dépasse d'un ordre de grandeur la précision moyenne des observations astronomiques.

Il s'est avéré que la surface lunaire réfléchissait vers l'émetteur quelque 7% de l'énergie qui serait renvoyée par une sphère unie de conductance parfaite. Ces derniers temps aux U.S.A. ont eu lieu des expériences, à la suite desquelles ont été dressées les premières cartes de réflexions des ondes radio par diverses parties de la surface lunaire [5].

L'expérience acquise en étudiant la lune fût mise à profit pour l'étude de Vénus par radar. Quoique Vénus se rapproche plus de la terre que les autres planètes, nous la connaissons très peu. Un voile compact de nuages recouvrant la planète ne permet pas de voir sa surface, mais la couche de nuages ne présente pas d'obstacle infranchissable pour les ondes radio. Aussi est-il possible d'obtenir des réflexions sur la surface même de la planète (à condition d'utiliser des ondes suffisamment courtes pour franchir librement l'ionosphère).

La radiolocalisation de Vénus présentait un problème incomparablement plus difficile du fait de l'énorme distance. Ainsi, en conservant le

même récepteur et la même antenne, il serait nécessaire de multiplier par quelque cinq millions la puissance de l'émetteur. En effet, dans le cas du radar, la puissance des signaux reçus décroît en proportion de la quatrième puissance de la distance, contrairement à ce qui se passe en communication radio où la puissance des signaux décroît proportionnellement au carré de la distance.

Les premières expériences de localisation radio de Vénus (qui, à l'époque, avaient été supposées concluantes) furent exécutées en 1958 aux U.S.A. [6]. Elles furent répertoriées en Angleterre [7] en 1959. Mais, comme on le sait maintenant, les résultats de ces expériences étaient erronés. En effet, il fut prouvé que ce qui fut pris pour le signal réfléchi n'étaient en réalité que des tops fortuits du bruit à la réception. Une localisation par radar de Vénus, couronnée de succès, a été réalisée pour la première fois en 1961 lors de la conjonction inférieure (distance minimum terre-Vénus, environ 40 millions de kilomètres) à l'aide d'appareillages plus puissants et plus perfectionnés créés à cette époque. Elle a été faite aux U.S.A. (Institut Technologique de Massachusset [8], Institut Technologique de Californie [9], Radio Corporation of America [10]), en Angleterre (radio-observatoire de Jodrell Bank [11]) et en Union Soviétique (Institut de Radiotéchnique et d'Électronique de l'Académie des Sciences, en collaboration avec d'autres institutions [12]). Dans tous ces pays de nouvelles observations de Vénus au radar furent faites pendant la conjonction inférieure de 1962 [13], [14], [15], [16] et [17].

Le perfectionnement de l'appareillage permit la réception de réflexions radio sur Mercure et Mars après celles sur Vénus. Mercure est la plus petite parmi les neuf grandes planètes du système solaire; son diamètre est 2,5 fois plus faible que celui de Vénus. Sa distance à la terre n'est jamais inférieure à 80 millions de kilomètres. Mercure circule à proximité immédiate du Soleil ce qui rend son observation visuelle très difficile. Ainsi, comme pour Vénus, connaissons-nous peu de chose sur lui. La localisation radio de Mercure a été faite pour la première fois en U.R.S.S. en juin 1962 [18]. Presque une année plus tard elle fut répétée aux U.S.A. [19]. Au début de 1963 en Union Soviétique et aux U.S.A., lors de l'opposition de Mars, on a reçu des réflexions radio en provenance de cette planète qui se trouvait à ce moment à une distance de 100 millions de kilomètres de la terre [20], [21].

En septembre-octobre de la même année, grâce à une nouvelle amélioration de la sensibilité de l'appareillage, on réussit en Union Soviétique à obtenir des réflexions sur Jupiter, la plus grande des planètes du système solaire [22]. Pendant cette expérience les ondes radio avaient à franchir 1 milliard 200 millions de kilomètres. Le signal en retour était extrêmement affaibli et, pour le déceler, il a fallu intégrer l'énergie reçue pendant plus de vingt heures. Aux U.S.A. le contact radio sur Jupiter a été fait en octobre-novembre 1963 [23].

Dans le tableau I sont données les distances des planètes au moment de la localisation radio, le temps mis par les ondes pour parcourir l'aller

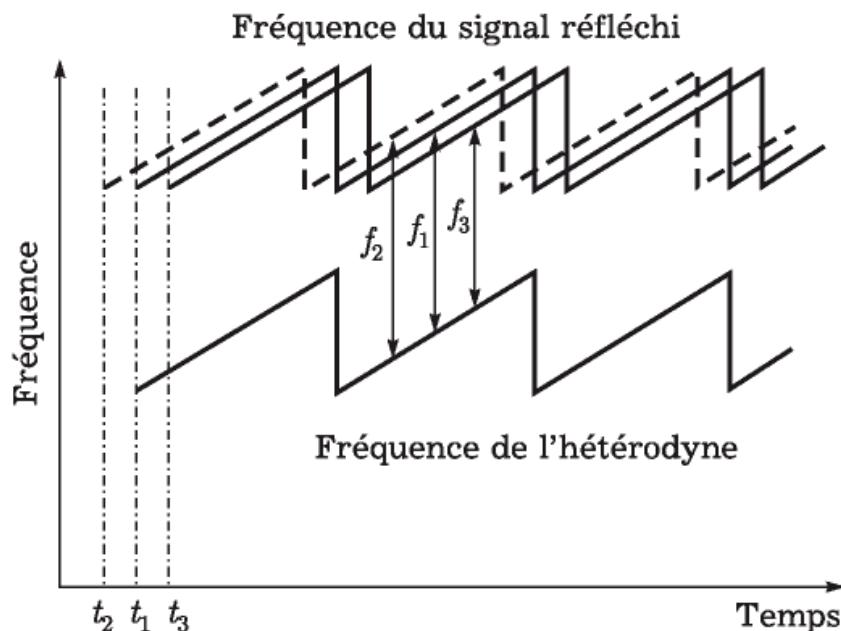


Fig. 1. Variation de la fréquence à la sortie du récepteur en fonction du moment du retour du signal réfléchi, la distance étant mesurée par la méthode de la modulation de fréquence

la distance réelle, le début de la modulation de l'hétérodyne à la réception correspondait d'une manière précise au moment t_1 de l'arrivée du signal réfléchi (ligne grasse sur la fig. 1), la fréquence f_1 étant celle calculée. Si le signal réfléchi arrivait plus tôt, au moment t_2 (ligne en pointillé), la fréquence à la sortie du récepteur devenait plus élevée que la valeur nominale, sa valeur passant à f_2 . Dans le cas d'une distance plus élevée que celle supposée par le calcul, le signal réfléchi arrivait plus tard, au moment t_3 (ligne fine continue) et la fréquence à la sortie du récepteur f_3 se trouvait inférieure à la fréquence nominale. La correction de la valeur de la distance calculée était déterminée d'après la différence de la fréquence à la sortie du récepteur par rapport à la valeur nominale. La mesure des distances jusqu'aux planètes par radar donne un procédé sûr pour la détermination de l'unité fondamentale de longueur dans le système solaire, l'unité astronomique.

3. Détermination de l'unité astronomique

En partant de la valeur moyenne de la distance entre la terre et le soleil les méthodes de la mécanique céleste permettent le calcul très précis de toutes les distances dans le système planétaire. Cette valeur porte la désignation d'unité astronomique. En calculant la distance jusqu'à une planète en unités astronomiques et en la mesurant ensuite à l'aide du radar en unités de longueur terrestres (kilomètres), on peut déterminer la valeur de l'unité astronomique.

Antérieurement l'unité astronomique a fait l'objet de multiples déterminations à l'aide de diverses méthodes. Les résultats des méthodes

et retour, ainsi que la puissance du signal reçu sur la planète entière (observations faites en U.R.S.S.).

Tableau I

Planète	Epoque des opérations	Puissance en watts du signal reçu par la planète	Distance en millions de km	Temps de propagation du signal en minutes
Vénus	avril 1961	15	43-48	5
	octobre-décembre 1962	23-9	40-65	4,5-7
Mercure	juin 1962	1	83-88	9-10
Mars	février 1963	1,2	100-101	11
Jupiter	septembre-octobre 1963	13	592-600	66-67

2. Mesure des distances de la terre aux planètes

Nous savons que les ondes radio se propagent de la terre vers les planètes suivant le chemin le plus court, avec une vitesse égale à celle de la lumière. En mesurant le temps de parcours des ondes, il est possible de déterminer la distance jusqu'à la planète et à divers points sur sa surface. On peut obtenir une très grande précision de mesure dans cette opération, vu qu'actuellement la vitesse de la lumière est connue avec une exactitude de un millionième et la mesure du temps peut être exécutée avec une précision meilleure que le cent millionième de la durée de l'intervalle à mesurer.

Il existe diverses méthodes pour mesurer les distances à l'aide d'ondes radio. Nous ne parlerons que d'une seule, celle de la modulation linéaire en fréquence, utilisée par nous en 1962 pour la localisation de Vénus au radar. Dans ce procédé la fréquence des ondes rayonnées par l'émetteur variait périodiquement suivant une loi en dents de scie. La variation des signaux réfléchis à l'entrée du récepteur (fig. 1) suivait la même loi, mais avec un retard égal au temps de propagation du signal jusqu'à la planète et retour.

La fréquence des oscillations à la sortie du récepteur était égale à la différence des fréquences du signal réfléchi et de l'hétérodyne locale. Pendant la réception, la fréquence de l'hétérodyne variait suivant la même loi en dents de scie que la fréquence de l'émission (fig. 1), mais avec le retard de la propagation aller-retour à la planète. Dans ce but la modulation en fréquence de l'hétérodyne débutait au moment t_1 , donné par le calcul et correspondant au retour du signal.

La différence des fréquences du signal et de l'hétérodyne dépendait de la distance mesurée. Ainsi, dans le cas où la valeur calculée était égale à

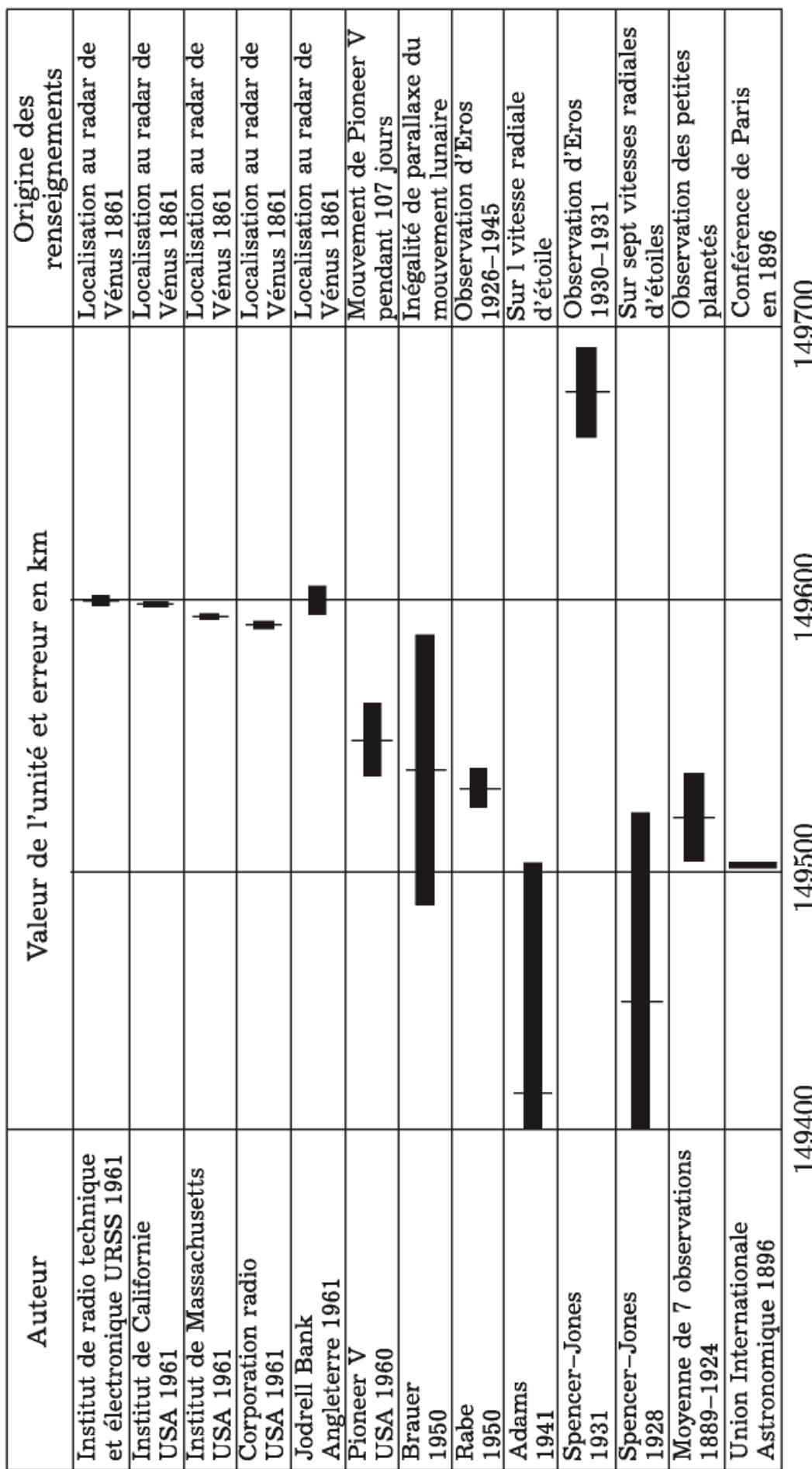


FIG. 2. Résultats de la détermination de l'unité astronomique par procédés radio et par méthodes astronomiques

de mesures astronomiques fondamentales de cette unité, et ceux des mêmes mesures effectuées par radar en 1961 sont représentés sur la figure 2. Les rectangles ombrés représentent les évaluations des erreurs de mesures, données par leurs auteurs-mêmes. Les diverses déterminations astronomiques donnent des valeurs pour l'unité astronomique se situant entre 149.4 et 149.7 millions de kilomètres.

Les mesures par radar de 1961 ont donné, comme on le constate sur le dessin, des résultats concordants et de beaucoup plus précis que tout ce qu'on avait eu auparavant. La sûreté de ces résultats ne fait aucun doute, les mesures ont été exécutées indépendamment dans trois pays sur des longueurs d'ondes différentes et les divergences sont dans les limites de l'erreur admise. Les mesures ont été répétées de nombreuses fois, la sensibilité de l'appareillage était suffisante pour enregistrer avec certitude le signal réfléchi sur Vénus.

Les résultats de la mesure de l'unité astronomique d'après les observations de Vénus au radar en 1961 et 1962 sont représentés séparément sur la figure 3 à échelle agrandie. D'après ces mesures, la valeur de l'unité astronomique est située entre 149 596 000 et 149 600 000 kilomètres.

Sur le même dessin sont indiquées les fréquences des émetteurs radar. Leurs valeurs limites (50–2 388 MHz) sont presque dans le rapport 50. Dans le cas où la présence de particules chargées dans l'espace interplanétaire aurait une influence essentielle sur la propagation des ondes de cette bande, la distance mesurée serait plus faible pour les ondes plus courtes, moins sujettes aux influences d'un milieu ionisé que les ondes plus longues. L'absence de toute liaison visible entre les valeurs obtenues pour l'unité astronomique et la fréquence utilisée pour les mesures montre que l'influence du milieu interplanétaire s'englobe dans les limites des erreurs de mesure.

Les données de la figure 3 ont été obtenues d'après les observations du mouvement d'une seule planète. La localisation de Mercure et de Mars au radar en 1962–1963 a donné la possibilité d'exécuter des mesures indépendantes de l'unité astronomique, en se servant encore de deux autres planètes. Ces mesures ont donné des résultats similaires à ceux obtenus avec Vénus.

Avant les mesures au radar, on était d'accord pour estimer comme valeur la plus certaine de l'unité astronomique le chiffre de $149\,532\,000 \pm 7\,000$ km obtenu par Rabe: [26] à l'aide d'observations sur la petite planète Eros en 1926–1945 (fig. 2). L'erreur de détermination de Rabe, comme les mesures au radar l'ont prouvé, représentait 64 à 68 000 km, c'est-à-dire qu'elle était une centaine de fois plus importante qu'à présent. Cette précision était tout-à-fait insuffisante pour le guidage des mobiles interplanétaires. Une plus grande précision de la valeur de l'unité astronomique est limitée non pas par les possibilités de l'appareillage radar, mais par nos connaissances insuffisantes des paramètres de l'orbite de Vénus, de son rayon et de la valeur de la vitesse de la lumière.

Auteur	Fréquence en MHz	Valeur de l'unité astronomique et évaluation de l'erreur de mesure en km
Institut de Radiotechnique et d'électronique URSS – 1962	env. 700	●
Institut de Californie USA – 1962	2388	■
Bureau National des Standards USA – 1962	49,92	△
Jodrell Bank Angleterre 1962	410,25	○
IRE – URSS 1961	env. 700	●
Institut de Californie USA – 1961	2388	■
Institut de Massachusetts USA – 1961	440	▲
Radioincorporation américaine USA – 1961	408	□
Jodrell Bank 1961	408	○
		149 595 000
		149 600 000

FIG. 3. Résultats de la détermination de l'unité astronomique d'après les observations de Vénus au radar en 1961 et 1962. La vitesse de la lumière a été supposée égale à 299 792,5 km s; le rayon de Vénus à 6100 km. Pour les mesures faites en U.R.S.S. il a été donné la valeur maximale de l'erreur, tenant compte de l'erreur de l'équipement, de l'approximation de la connaissance de la vitesse de propagation des ondes radio, du rayon de Vénus et de l'erreur des éphémérides. Pour les autres mesures ces erreurs n'ont pas été entièrement escomptées

4. Précision accrue sur les paramètres de l'orbite et le rayon de Vénus

Les mesures précises de la distance de la planète poursuivies pendant une durée de temps suffisant permettent, en plus de l'unité astronomique, la détermination, avec grande exactitude, de divers paramètres de l'orbite (excentricité, localisation sur le trajet, etc.) ainsi que du rayon de Vénus. Ainsi, par exemple, si les dimensions de l'orbite sont bien connues, mais si la planète se trouve sur son orbite en avant de l'endroit calculé, cela indique, avant la conjonction (quand la planète se rapproche) que la distance mesurée est plus faible que la distance calculée; plus grande, au contraire après la conjonction (quand la planète s'éloigne).

Cette possibilité d'amélioration de la précision peut être observée sur les résultats de nos mesures de la distance de la Terre à Vénus en octobre-décembre 1962 [13] sur la figure 4. Nous y avons indiqué par des cercles les variations, en fonction de la date des observations, de la valeur $\Delta\tau$ représentant la différence entre la distance mesurée et la valeur calculée en se basant sur nos connaissances antérieures de l'orbite de Vénus. Près des cercles sur le dessin sont indiquées les erreurs totales journalières de mesure pour la date donnée, ce qui représentait 7 à 15 km.

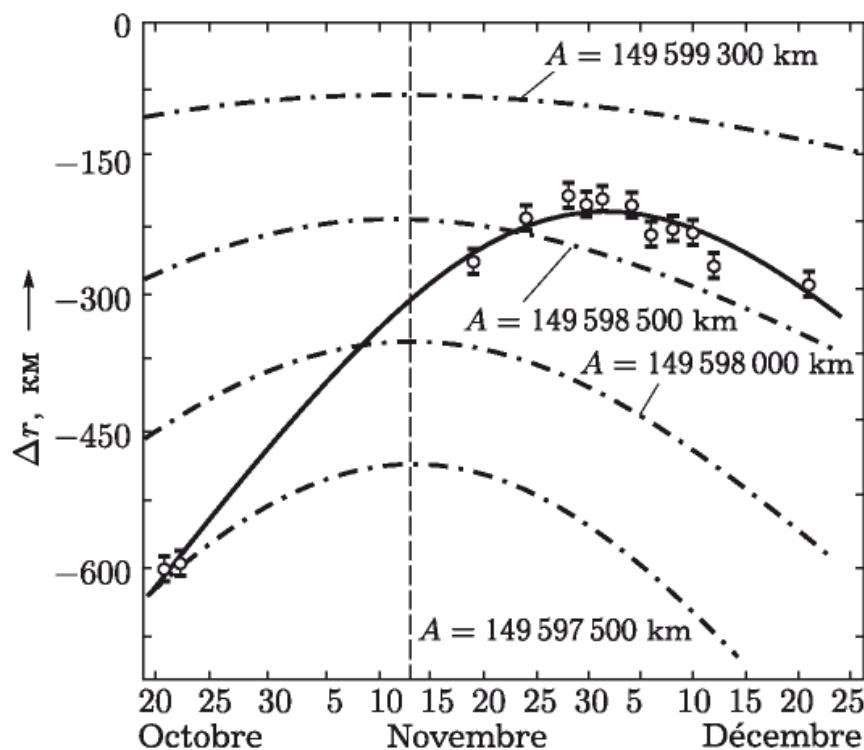


Рис. 4. Variation dans le temps de la différence entre la distance émetteur-Vénus calculée et la distance mesurée

En trait mixte, on a marqué sur la figure comment aurait dû varier cette valeur pour diverses grandeurs de l'unité astronomique. En particulier, si cette dernière avait été égale à $A = 149 599 300$ km, ce que nous avions trouvé aux mesures de 1961 et utilisé pour nos calculs, les points

expérimentaux, en absence d'autre erreur, se seraient alignés le long de l'axe horizontal.

La non-coïncidence des points expérimentaux avec les courbes est un témoignage de la nécessité de rechercher une précision meilleure, non seulement pour la valeur de l'unité astronomique mais aussi pour les paramètres de l'orbite et le rayon utilisés pour calculer les distances de Vénus à la terre. En particulier, en adoptant la valeur de 149 579 000 km pour l'unité astronomique et 6 020 km pour le rayon de Vénus et en admettant que la position réelle de son centre de gravité sur l'orbite soit décalée de 270 km dans le sens du mouvement par rapport à la position calculée, la valeur $\Delta\tau$ varie comme l'indique le trait continu de la figure 4. On voit qu'elle suit assez bien les points expérimentaux. La valeur de ce décalage ne représente que 2 % du diamètre de Vénus, le déceler optiquement est très difficile.

Les observations optiques, contrairement à celles par radar, nous donnent le rayon de la limite extérieure de la couche de nuages. D. Martynov, en observant l'occultation de l'étoile Regulus par Vénus, a déterminé la valeur de ce rayon à $6\,100 \pm 34$ km [27]. En prenant la différence des rayons mesurés optiquement et par radar, on peut déterminer la hauteur de la couche nuageuse sur Vénus. Cependant, la précision des mesures dont on dispose pour le moment est insuffisante.

5. Étude de la surface des planètes

Un cosmonaute, s'apprêtant à partir pour Vénus, cherchera d'abord à savoir ce qu'il trouvera sur sa surface: est-ce un océan aqueux continu, ou une plaine inondée de pétrole [28]? Le radar, appliqué à l'étude des planètes a déjà partiellement répondu à ces questions.

L'intensité de la réflexion des ondes radio en direction de l'émetteur dépend, en plus des dimensions géométriques de la planète, de sa structure et du coefficient de réflexion de sa surface. On peut avoir une idée de sa structure en comparant les valeurs de l'énergie des signaux réfléchis par les divers éléments de sa surface.

Le front des ondes rayonnées par l'émetteur en arrivant sur la planète commence par toucher le point le plus rapproché de la terre (le point *A* au centre du disque de la planète sur la figure 5), puis des zones plus éloignées dessinant dans le plan des cercles concentriques. Etant donné que la réflexion sur les zones plus éloignées revient vers la terre avec un certain retard, il est possible de distinguer les réflexions des zones consécutives annulaires et de les séparer.

Sur la figure 6 nous indiquons, conformément à nos expériences, comment varie, en valeur relative, l'énergie *P* des signaux réfléchis sur Vénus en fonction de la distance ΔR du point de réflexion. La position du point *A* de la figure 5 a été affectée de la valeur 0. Ainsi, la plus grande colonne correspond à l'énergie des signaux réfléchis par la zone du segment sphérique la plus rapprochée de la terre. Les dix premières colonnes

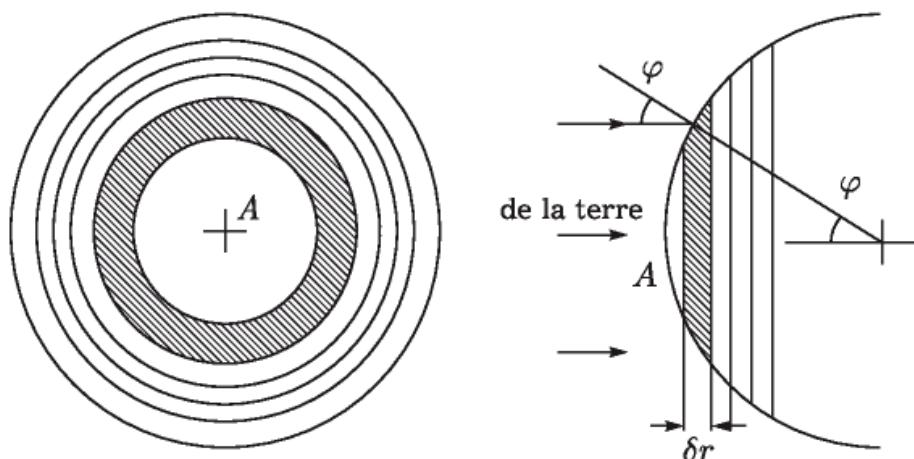


Рис. 5. Зоны азимутальных отражений на поверхности планеты, облучаемой плоской волной

représentent l'énergie réfléchie par des zones annulaires d'épaisseur égale $\delta t = 38$ km. Les autres zones sont quatre fois plus épaisses. La profondeur de ces zones se détermine par le pouvoir séparateur de l'appareillage. L'énergie correspondant aux valeurs négatives de ΔR est le résultat de la limitation en durée de la période de la modulation en dents de scie du signal, que nous avons utilisé pendant toutes ces expériences.

L'intensité de l'énergie réfléchie diminue avec l'augmentation de la distance ΔR , à peu près suivant l'hyperbole: $p = \frac{24}{\Delta R + 24}$ figurée en trait mixte sur la figure 6.

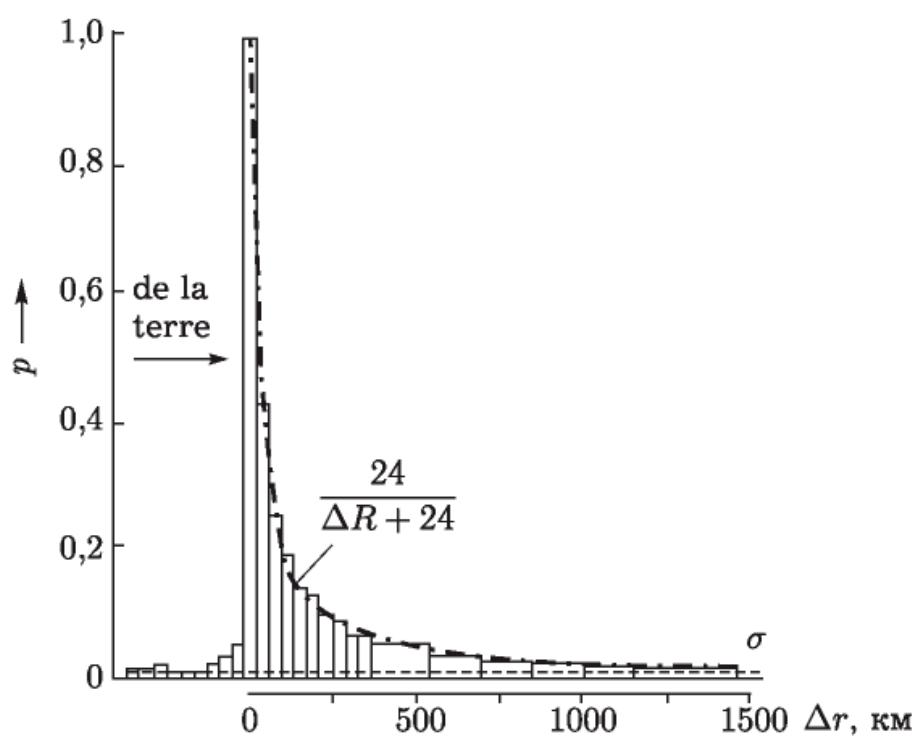


Рис. 6. Répartition de l'énergie des signaux réfléchis suivant la distance jusqu'au point de la surface de Vénus le plus proche de la Terre. En pointillé: valeur de l'erreur σ provoquée par le bruit dans l'équipement

Comme on peut le constater, il fut possible d'enregistrer l'énergie réfléchie par des zones situées 1 500 km plus loin de la terre que le point le plus rapproché de la planète. En se basant sur ces données, on a pu déterminer l'énergie des ondes réfléchies en fonction de l'angle d'incidence φ (fig. 5). Cette loi est représentée sur la figure 7 par une ligne continue (l'énergie est donnée en unités relatives, à l'échelle logarithmique). A titre de comparaison, sur le même dessin sont données, en pointillé, des courbes analogues obtenues à l'exploration par radar de la lune sur des longueurs d'ondes de 68 et de 3,6 cm [3].

La confrontation des données de la figure 7 permet d'établir le fait important que, pour les ondes de 40 cm, les surfaces de Vénus et de la lune présentent à peu près la même structure au point de vue de l'hétérogénéité. Les ondes lumineuses sont réfléchies par la lune comme par une sphère rugueuse à peu près conformément à la loi Lommel-Zéliger (ligne mixte de la fig. 7). La réflexion par Vénus et la lune des ondes radio se rapproche du mode de réflexion par une sphère lisse. La majeure partie de l'énergie des signaux réfléchis vers l'émetteur provient d'une petite tache au centre du disque visible de la planète. On peut admettre, que dans les limites de cette tache, l'orientation de l'onde incidente est normale à la surface de la planète.

On peut déterminer le coefficient de réflexion de la surface de la planète d'après l'intensité des signaux réfléchis et rechercher des matériaux correspondants parmi ceux que nous trouvons sur terre. Le coefficient de réflexion pour incidence normale de quelques matériaux est donné dans le tableau II. Pour les diélectriques, sa valeur (ρ) dépend de la constante diélectrique du matériau $|\epsilon|$:

$$\rho = \left(\frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right)^2.$$

Le coefficient de réflexion de la surface de Vénus, d'après les mesures faites en U.R.S.S. sur ondes de 40 cm et aux U.S.A. sur ondes de 68 et de 12,5 cm, se chiffre par 10 à 15% (c'est-à-dire qu'il est de 1,5 à 2 fois plus élevé que pour la lune). Il faut noter que sa valeur ne variait que peu d'un jour à l'autre, ce qui indiquerait que la surface de Vénus (au moins la partie qui a fourni les réflexions) est d'une structure plus ou moins uniforme, contrairement à la surface terrestre. Un coefficient de réflexion similaire pour les ondes radio est accusé par certaines roches terrestres (tableau II). La valeur du coefficient de réflexion est trop élevée pour admettre que la surface de Vénus soit totalement recouverte par du sable ou par du pétrole. Elle est, par contre, trop faible pour appuyer l'hypothèse d'une surface totalement recouverte par l'océan.

La localisation de Mars par radar, effectuée en 1963 en U.R.S.S. sur onde de 40 cm et aux U.S.A. sur ondes de 12,5 cm, a fourni des données sur le coefficient de réflexion de la surface de cette planète. Sur la figure 8

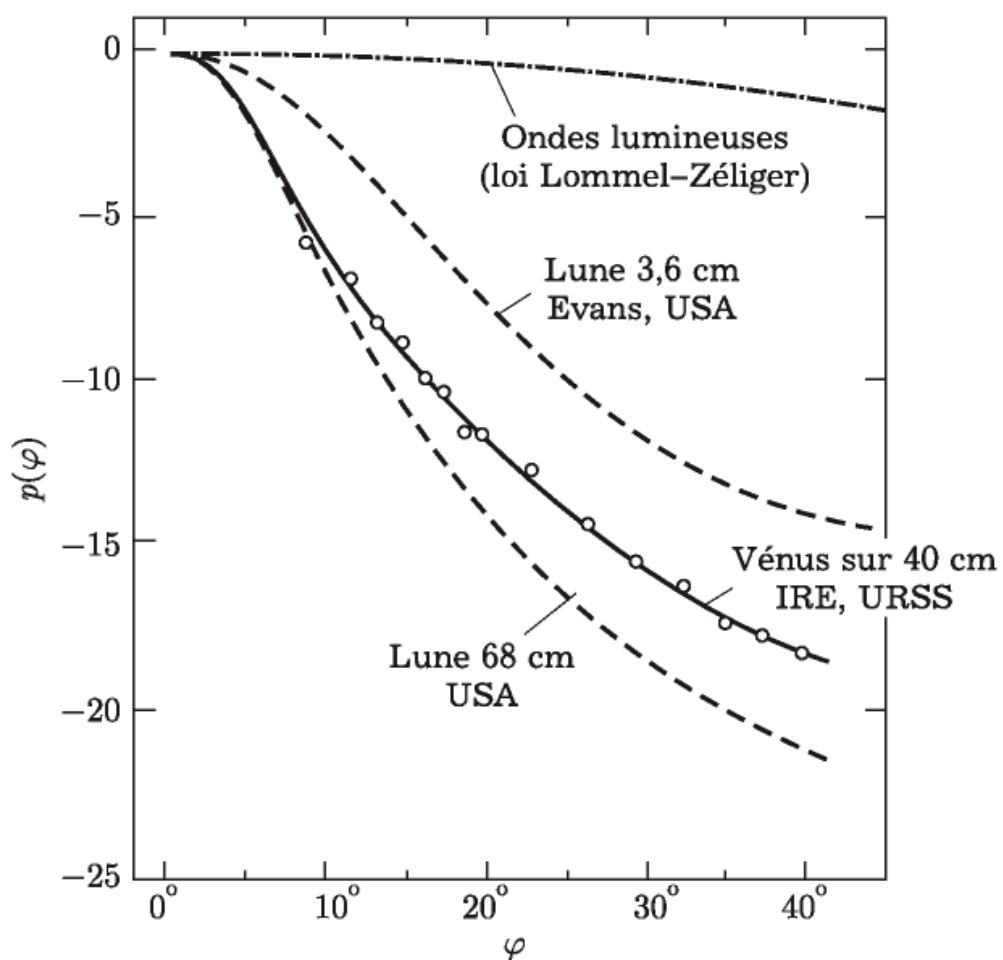


Рис. 7. Energie réfléchie en fonction de l'angle d'incidence de l'onde pour Vénus et la lune

Tableau II

Matériau de la surface réfléchissante	Constante diélectrique	Coefficient de réflexion %
Quartz cristallin	4,5	13
Quartz fondu	3,5–4,1	9–11,5
Sable de quartz	3,0	7
Marbre	8,3	23
Pétrole	2,1	3,5
Eau douce	80	64
Eau de mer	conducteur	env. 100

est représentée une carte de Mars, sur laquelle un trait horizontal indique la région dont nous avons obtenu des signaux réfléchis.

Le coefficient de réflexion de la surface variait dans de larges limites au fur et à mesure que Mars présentait divers côtés vers la terre. Dans le bas de la figure, en dessous de la carte de Mars, nous avons indiqué

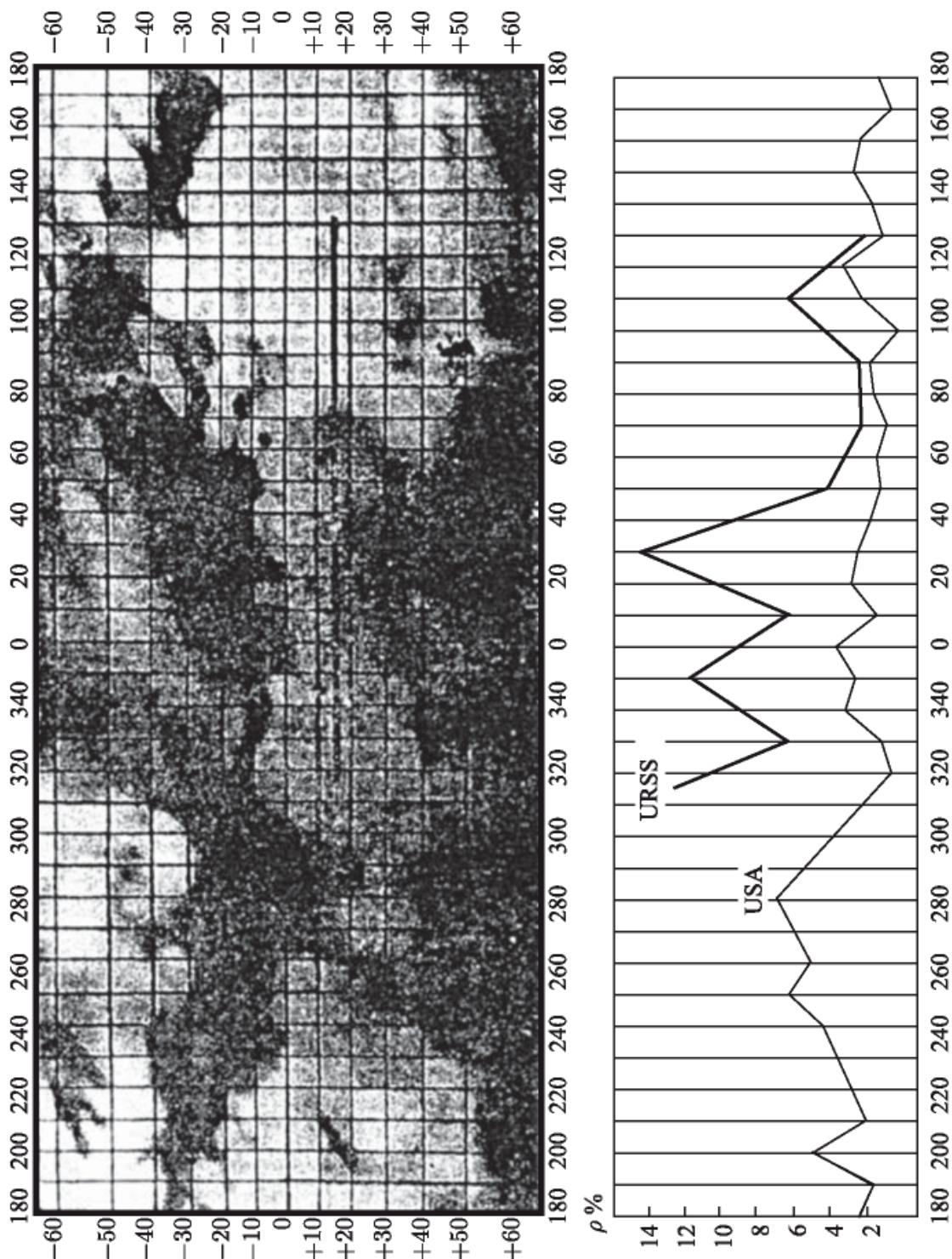


FIG. 8. Carte astronomique de Mars et variations du coefficient de réflexion de sa surface, d'après les observations faites en U.R.S.S. et aux U.S.A.

les variations du coefficient de réflexion en fonction de la longitude du lieu réfléchissant, conformément aux observations faites en U.R.S.S. [20] et aux U.S.A. [21]. Les deux courbes accusent une certaine corrélation mutuelle. D'après ces renseignements, il semblerait que les parties sombres, qu'on qualifie de mers, réfléchissent mieux que les régions claires, qualifiées de continents. Le coefficient de réflexion moyen de la surface de Mars, d'après nos observations s'est avéré comme égal à 7% (comme pour la lune). Aux U.S.A., il a été trouvé deux fois plus faible. Il est possible que cela s'explique par une variation de la réflexion en fonction du raccourcissement de la longueur d'onde.

Pendant nos observations, il y avait des jours où il était impossible d'enregistrer des réflexions, peut-être à cause des variations des propriétés réfléchissantes de Mars. Des observations ultérieures avec un équipement plus sensible doivent fournir des données plus précises concernant la surface de Mars.

Conformément à nos observations sur ondes d'environ 40 cm, le coefficient de réflexion de Mercure est d'environ 6%. Celui de Jupiter dépasse 10%.

6. La période de rotation de Vénus

Jusqu'à la mise en œuvre des observations par radar, la période de rotation de Vénus ainsi que l'inclinaison de son axe restaient indéterminées. Le temps de rotation était évaluée entre 15 heures et 225 jours [28]. En étudiant Vénus au radar en 1962, tant en U.R.S.S. qu'aux U.S.A., on a pu déterminer sa période de rotation d'après l'élargissement des spectres de signaux à leur réflexion sur la planète.

Du fait de la rotation, les divers éléments de la surface planétaire ont des vitesses différentes par rapport à l'émetteur. Par suite de l'effet Doppler la fréquence des signaux réfléchis se décale en fonction de la vitesse des éléments réfléchissants. Ainsi, par exemple, le point *a* de la figure 9, qui se rapproche de nous, donnera une réflexion de fréquence plus élevée que le point *b* qui s'éloigne de nous. Les réflexions sur le point *C* seront à fréquence encore plus élevée étant donné la plus grande vitesse de ce point.

La figure 10 représente le spectre moyen pour deux mois d'observations de signaux réfléchis obtenus lors d'irradiations monochromatiques de Vénus avec une onde d'environ 40 cm. La stabilité de la fréquence de l'émetteur était suffisante pour utiliser à l'analyse des filtres avec bande passante de largeur 1 Hz. Un dispositif spécial compensait pendant la mesure le décalage moyen de la fréquence du signal provoqué par le mouvement relatif de l'émetteur et du centre de Vénus. Ce dispositif n'introduisait aucune erreur appréciable. Chaque colonne sur la figure 10 représente l'énergie des signaux réfléchis par des éléments de la surface, qui se projettent sur le disque visible de la planète sous l'aspect de bandes parallèles à l'axe de rotation comme indiqué en figure 9.

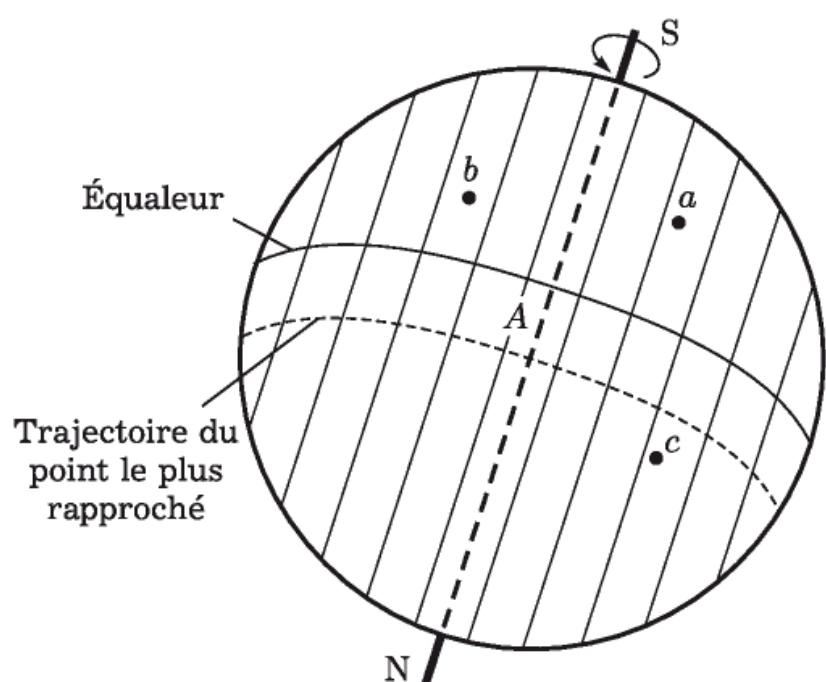


Рис. 9. Schème explicatif de l'élargissement de la ligne spectrale du signal quand la réflexion a lieu sur une planète en rotation. Les points a et c se rapprochent de l'observateur, b s'en éloigne

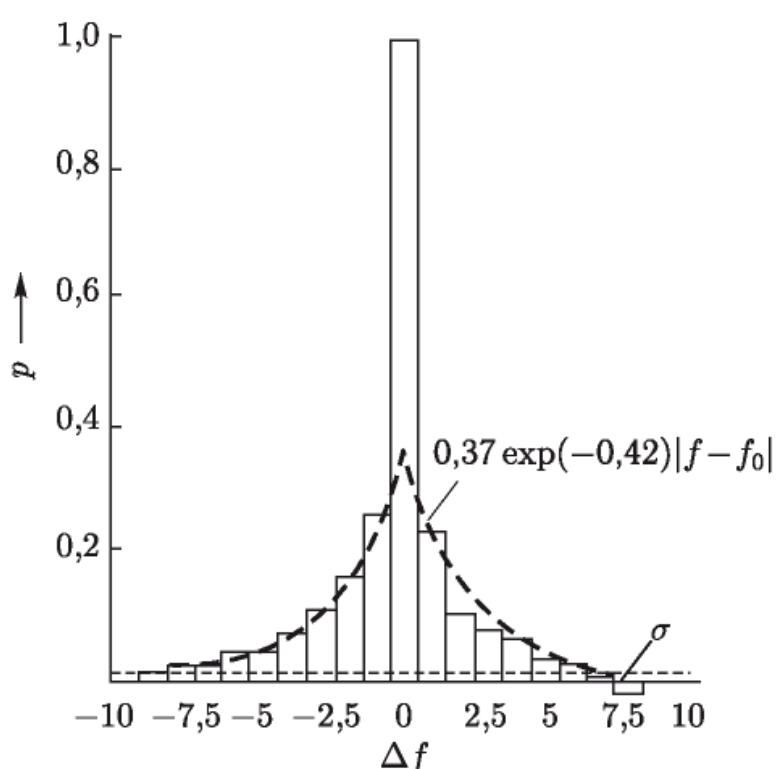


Рис. 10. Spectre moyen des signaux réfléchis sous l'effet d'une irradiation monochromatique de Vénus avec une onde d'environ 40 cm. Δf décalage de la fréquence par rotation de la planète. En pointillé: valeur de l'erreur σ provoquée par le bruit de l'équipement

Le spectre des signaux réfléchis n'était pas de la même largeur tous les jours. C'est la preuve que la rotation de Vénus variait, par rapport à l'émetteur. Cette rotation relative qu'il serait possible de remarquer en observant au télescope le déplacement des détails sur la surface de Vénus si elle n'était pas recouverte par les nuages, est provoquée par deux causes: la rotation propre de Vénus (qui doit précisément être déterminée et dont la valeur est constante) et le déplacement relatif Vénus-Terre. L'origine de cette dernière composante peut être expliquée par l'analogie avec une personne qui contourne un globe immobile. Quoique ce dernier ne bouge pas, on a l'impression qu'il tourne dans le sens inverse du mouvement de la personne. Cette composante peut être calculée théoriquement.

La figure 11 représente les variations de la rotation relative de Vénus. Elles ont été calculées pour diverses valeurs de la période T dans le cas où l'axe de la planète est perpendiculaire au plan de l'orbite.

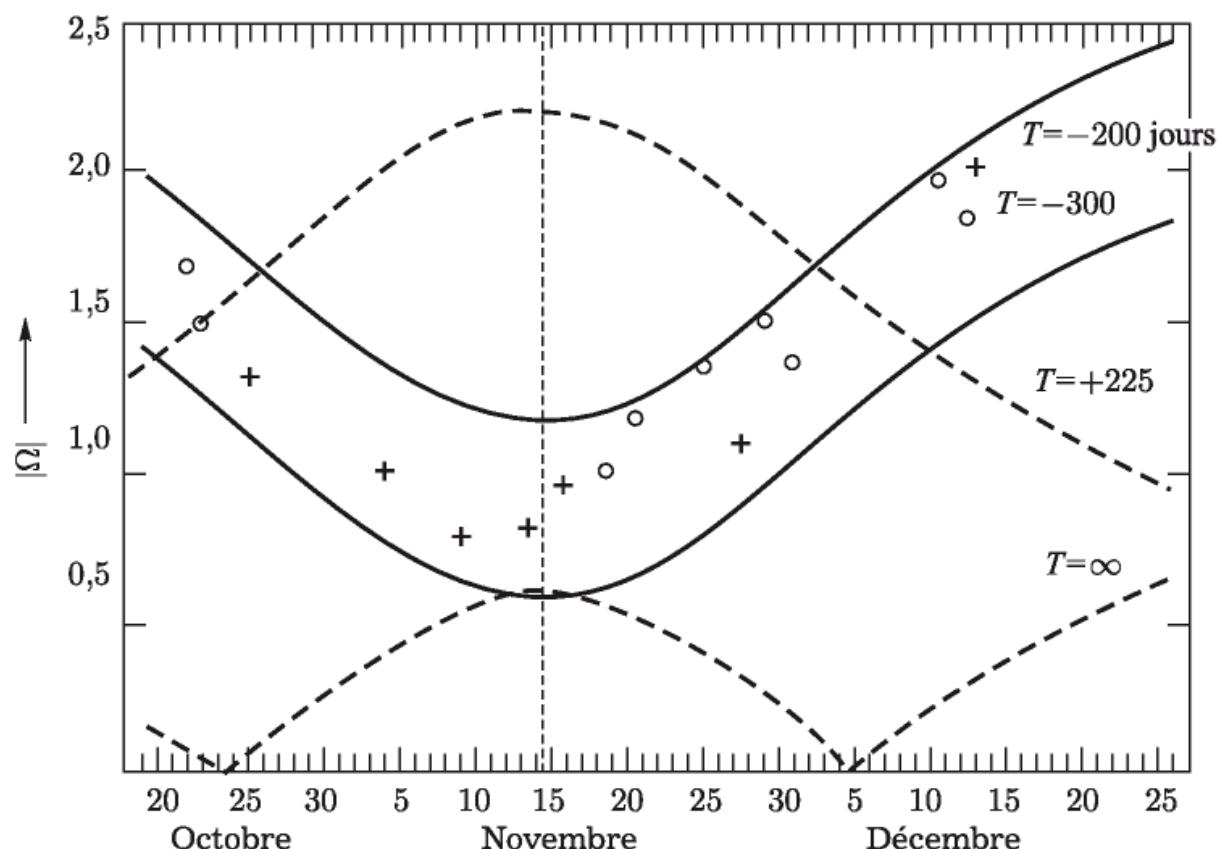


Рис. 11. Détermination de la période de rotation de Vénus d'après les observations faites en U.R.S.S. (cercles) et aux U.S.A. (croix). Ω vitesse angulaire en degrés/jour de la rotation de Vénus par rapport à l'émetteur; T période de rotation propre de Vénus en jours: $T = \infty$ si la planète ne tourne pas, pour $T = 225$ jours (durée du tour de Vénus autour du Soleil) elle tournerait toujours la même face vers le soleil (comme la lune par rapport à la terre). Les valeurs négatives de T indiquent une rotation rétrograde par rapport à sa course autour du soleil

Sur le même dessin ont été portés les points expérimentaux d'après les observations faites en U.R.S.S. [13] et aux U.S.A. [15]. Dans ce but, le spectre obtenu expérimentalement à des jours différents par ob-

servation directe, était comparé à celui calculé pour diverses vitesses de rotation d'après les données sur l'énergie réfléchie en fonction de l'angle d'incidence des ondes (fig. 7). On constate sur la figure que les données expérimentales se rapprochent d'une rotation rétrograde avec une période de 200 à 300 jours terrestres. Jusqu'à présent, une rotation rétrograde n'a été observée que sur la planète Uranus. La bonne coïncidence des données expérimentales obtenues indépendamment sur les ondes de 40 et 12,5 cm est une preuve que la réflexion de ces ondes a lieu directement sur la surface même de Vénus et non sur des couches ionisées éventuelles qui l'entourent.

On suppose que l'existence d'un champ magnétique sur une planète serait un effet de sa rotation. Cette correspondance peut être vérifiée pour les corps célestes pour lesquels on connaît la période de rotation et la valeur du champ magnétique. Ainsi, la terre et Jupiter (l'existence d'un champ magnétique intense sur ce dernier est confirmé par les observations radio-astronomiques) peuvent servir d'exemples de planètes à rotation rapide et à champ magnétique intense. Par contre, pour la lune, qui accomplit un tour en 27 jours, l'absence d'un champ magnétique appréciable a été confirmée par mesure directe à bord des fusées soviétiques en 1959. Aussi, il semblerait que la lente rotation de Vénus soit un témoignage indirect de l'absence de champ magnétique intense sur cette planète. Du reste, quand la fusée cosmique américaine «Mariner 2» est passée au voisinage de Vénus en décembre 1962, on n'a pas observé de champ magnétique sur cette planète.

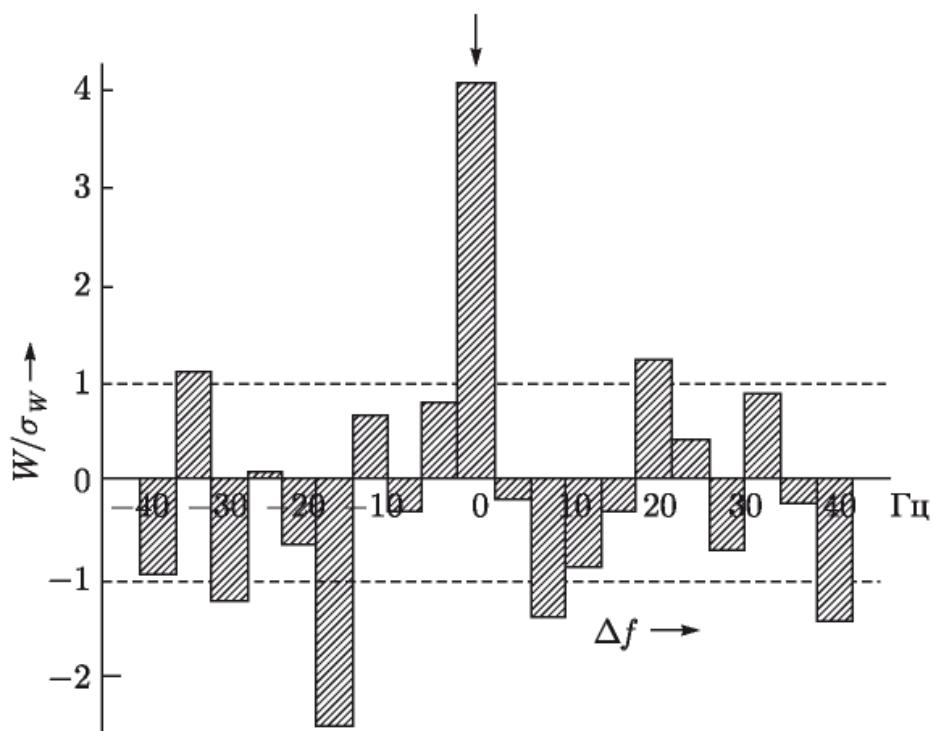


Рис. 12. Спектр сигналов отраженных с Марса в случае однокрасочной облучки на волне около 40 см

Pour Mars, dont la période de rotation, contrairement à celle de Vénus, est connue (24 h 37 mn), on a réussi à obtenir quelques indications sur la structure de la surface d'après les caractéristiques des spectres des signaux réfléchis. Le spectre des signaux que nous avons reçus fut analysé à l'aide de filtres à bandes passantes de 4 Hz. Il est représenté sur la figure 12. Suivant l'axe des abscisses, sont portées la différence entre les fréquences d'accord des filtres et la fréquence centrale (Δf); en ordonnées, le rapport de l'énergie des signaux reçus dans la bande de chaque filtre p et de la moyenne quadratique de l'erreur de mesure, provoquée par le bruit de l'équipement $|\sigma|$. Le filtre central devait recueillir les signaux réfléchis se rapportant à la bande centrale de la figure 9.

On peut calculer que sur l'onde d'environ 40 cm, la bande totale de la largeur du spectre des signaux réfléchis par Mars dépasse 2000 Hz. Cependant, en pratique, le spectre des signaux reçus fut très étroit (fig. 12). Etant donné la rotation rapide de la planète, l'étroitesse du spectre indiquerait que la surface de Mars comporterait des suites d'espaces horizontaux unis.

7. Conclusion

Des études ultérieures au radar pour d'autres positions de Vénus sur son orbite et analysées conjointement avec les renseignements que l'on possède déjà, permettront de préciser, en plus des paramètres de l'orbite et des dimensions de la planète, les paramètres de l'orbite propre de la terre ainsi que la masse de la lune.

Le problème à l'ordre du jour pour les études des planètes au radar est l'exploration de la structure de leur surface. L'antenne d'un émetteur radar ne possède pas le haut pouvoir séparateur angulaire d'un télescope optique. Mais la séparation des signaux dans le temps et d'après la fréquence permet, comme nous l'avons vu ci-dessus, de distinguer des réflexions renvoyées par des éléments différents de la surface de la planète.

Moyennant un équipement suffisamment sensible, ces données permettent de dresser une carte d'après les réflexions radar. L'érection de nouvelles grandes antennes, équipées d'émetteurs puissants rend ce problème parfaitement soluble.

Bibliographie

1. Witt J. H. de, Stodola E. K. Detection of Radio Signals Reflected from the Moon, Proc. Inst. Rad. Eng., 37, 229, 1949.
2. Bay Z. Reflection of Microwaves from the Moon, Hungarica Acta Physica, 1, 1, 1946.
3. Evans J. V. and Pettengill G. H. The Scattering Behavior of the Moon at Wavelengths of 3.6, 68, and 784 Centimeters, J. Geophys. Res., 68, 423, 1963.
Mêmes auteur: The Radar Cross Section of the Moon, J. Geophys. Res., 68, 5098, 1963.

4. Yaplee B. S., Bruton R. H., Graig R. J., Roman N. G. Radar Echoes from the Moon at a Wavelength of 10 cm, Proc. IRE, 46, 293, 1958.
5. Green P. E. and Pettengill G. H. Exploring the Solar System by Radar, Sky and Telescop, 20, Nos 2, 3, 1960.
6. Price R., Green P. E., Goblick T. J., Kingston R. H., Kraft L. G., Pettengill G. H., Silver R., Smith W. B. Radar Echoes from Venus, Science, 129, 751, 1959.
7. Evans I. V., Taylor G. N. Radio Echo Observations of Venus, Nature, 184, 1358, 1959.
8. Pettengill G. H., Briscoe H. W., Evans J. V., Gehrels E., Hyde G. M., Kraft L. G., Price R. and Smith W. B. A Radar Investigation of Venus, Astron. J., 67, 181, 1962.
9. Victor W. K. and Stevens R. The 1961 JPL Venus Radar Experiment, IRE Trans. PGSET 8, 2, 84, 1962.
10. Maron I., Luchak G. and Blitzstein W. Radar Observation of Venus, Science, 134, 1419, 1961.
11. Thomson J. H., Taylor G. H., Ponsonby J. E., Roger R. S. A New Determination of the Solar Parallax by Means of Radar Echoes from Venus, Nature, 190, 519, 1961.
12. Kotelnikov V. et autres. Résultats obtenus à l'étude de Vénus au radar en 1961. Radiotéchnique et Electronique, 7, 1860, 1962.
13. Kotelnikov V. et autres. Les observations au radar de Vénus en U.R.S.S. en 1962. Ctes rendus Ac. Sc. de l'U.R.S.S., 151, 532, 1963.
14. Thomson J. H. Planetary Radar, Quart. J. Roy. Astron. Soc., 4, 347, 1963.
15. Goldstein R. M., Carpenter R. L. Rotation of Venus: Period Estimated from Radar Measurements, Science, 139, 910, 1963.
16. Klemperer W. K., Ochs G. R. and Bowles K. L. Radar Echoes from Venus at 50 Mc/sec, Astron. J., 69, 22, 1964.
17. James J. C. and Ingalls R. P. Radar Observations of Venus at 38 Mc/sec, Astron. J., 69, 19, 1964.
18. Kotelnikov V. et autres. Localisation au radar de la planète Mercure. Ctes Rendus Ac. Sc. de l'U.R.S.S., 147, 1320, 1962.
19. Carpenter R. L., Goldstein R. M. Radar Observation of Mercury, Science, 142, 381, 1963.
20. Kotelnikov et autres. La localisation au radar de la planète Mars en U.R.S.S. Ctes Rendus Ac. Sc. de l'U.R.S.S., 151, 811, 1963.
21. Goldstein R. M., Gillmore W. F. Radar Observations of Mars, Science, 141, 1171, 1963.
22. Kotelnikov et autres. Localisation au radar de la planète Jupiter. Ctes Rendus Ac. Sc. de l'U.R.S.S., 155, 1037, 1964.
23. Goldstein R. M. Radar Observations of Jupiter, Science, 144, 842, 1964.
24. Shapiro I. I. Radar Determination of the Astronomical Unit, Paper presented to IAU Symposium, №21, Paris, 1963.

25. Muhleman D.O. Relationship between the System of Astronomical Constants and the Radar Determinations of the Astronomical Unit, Tech. Rept., № 32-477 JPL, 1964.
26. Rabe E. Derivation of Fundamental Astronomical Constants from the Observations of Eros during 1926–1945, *Astron. J.*, 55, 112, 1950.
27. Martynov D. Le rayon de Vénus. *Revue Astronomique soviétique*, 37, 848, 1960.
28. Moore P. *The Planet Venus*, The Macmillan Company, New York, 1959.
29. Kotelnikov V. et autres. Les progrès de la localisation au radar des planètes. *La Nature (revue soviétique)*, № 9, 1964.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕНИ ЗАПАЗДЫВАНИЯ И ДОПЛЕРОВСКОЙ ПОПРАВКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ В РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ ВЕНЕРЫ В 1962, 1964, 1969, 1970 И 1972 гг.

*B. A. Котельников, Э. Л. Аким, Ю. Н. Александров, В. Т. Гераскин,
В. К. Головков, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, Б. И. Кузнецов,
Ю. К. Наумкин, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. В. Францессон, А. Ф. Хасянов,
А. М. Шаховской*

Астрономический журнал. 1973. Том 50. Вып. 4

Представлены результаты измерений времени запаздывания и поправки на доплеровское смещение частоты (доплеровской поправки), полученные Институтом радиотехники и электроники АН СССР в радиолокационных наблюдениях Венеры в 1962, 1964, 1969, 1970 и 1972 гг. Приведены оценки случайных и систематических ошибок измерений.

Result of time delay and Doppler residual measurements obtained during radar observations of Venus in 1962, 1964, 1969, 1970 and 1972, — by V. A. Kotelnikov, E. L. Akim, Yu. N. Alexandrov, V. T. Geraskin, V. K. Golovkov, V. M. Dubrovin, A. L. Zaitsev, V. I. Kaevitser, B. I. Kuznetsov, Yu. K. Naumkin, G. M. Petrov, O. N. Rziga, A. V. Frantsesson, A. F. Hasjanov, A. M. Shakhovskoy. — Results of time delay and Doppler shift residual (Doppler residual) measurements, together with random and systematic errors, obtained at the Institute of Radioelectronics of the USSR Academy of Sciences, in 1962, 1964, 1969, 1970 and 1972 during radar observations of Venus are presented.

Радиолокационные наблюдения Венеры проводились Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций с помощью радиолокационной установки Центра дальней космической связи в Крыму. Описание радиолокационной установки приведено в [1–5].

В этих наблюдениях измерялись время запаздывания и поправка на доплеровское смещение частоты (доплеровская поправка) для радиоволн, отраженных ближайшей точкой поверхности планеты (центром видимого диска планеты). Методика измерений и связь этих величин с расстоянием и радиальной скоростью планеты изложены в [5].

Время запаздывания отраженных радиоволн измеряется от момента t_1 , когда излучение покинуло антенну, до момента t_3 возвращения его на ту же антенну после отражения от ближайшей точки поверхности планеты.

Допустим, что излучение, покинувшее антенну в момент t_1 , имело частоту f_1 . Вследствие движения планеты относительно антенны в соответствующий момент приема t_3 , излучение, пришедшее обратно на ту же антенну, будет иметь частоту f_3 . Доплеровская поправка есть разность частот $f_1 - f_3$ при условии, что частота излучения f_1 изменяется все время так, что прием ведется на номинальной частоте $f_3 = f_0 = \text{const}$ [5].

Результаты измерений времени запаздывания и доплеровской поправки, полученные в радиолокационных наблюдениях Венеры в 1962, 1964, 1969, 1970 и 1972 гг., представлены в табл. 1 и 2. В таблицах приведены измеренные значения времени запаздывания и доплеровской поправки для моментов излучения t_1 , совпадающих с целой четной минутой всемирного времени (UT2 — для 1962÷1970 гг. и UTC — для 1972 г.). В зависимости от расстояния до Венеры одно измерение продолжалось 4,5 ÷ 8 мин. Ожидаемые изменения времени запаздывания и доплеровской поправки за это время учитывались в процессе измерений.

Измеренные значения времени запаздывания уменьшались на величину запаздывания колебаний в тракте радиолокационной установки и корректировались на отличие от номинала частоты кварцевых часов, служивших для измерения прогнозируемого времени запаздывания [5]. Проверка частоты и времени проводилась ежедневно по сигналам станции РЕС.

В последнем столбце таблиц даны оценки случайных погрешностей измерений времени запаздывания и доплеровской поправки [5].

Прогнозируемое время запаздывания измерялось с точностью ± 1 мксек (в секундах кварцевых часов). Частота кварцевых часов после поверки была известна с точностью не хуже $\pm 0,5 \cdot 10^{-8}$, что могло привести к систематической погрешности в измерении времени запаздывания не более $\pm 2,5$ мксек (при времени запаздывания 8 мин). Возможное изменение частоты колебаний за время между излучением и приемом отраженных волн (4,5 ÷ 8 мин), определяющее точность измерения доплеровской поправки, не превышало нескольких сотых долей герца.

Погрешность привязки кварцевых часов к всемирному времени была не хуже $\pm 0,005$ сек, что не могло внести заметных ошибок ни в измерения времени запаздывания, ни в измерения доплеровской поправки, поскольку за это время измеряемые величины изменяются не более чем на $\pm 0,5$ мксек и $\pm 0,001$ Гц.

Погрешность измерения запаздывания сигналов в тракте радиолокатора не превышала ± 3 мксек.

Таблица 1. Время запаздывания при радиолокации Венеры в 1962, 1964, 1969, 1970 и 1972 гг.

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
21.X 1962					
09 56	337 074 800	120	07 28	284 103 070	100
10 10	337 021 750	120	07 48	284 234 570	100
10 26	336 961 390	120			
10 40	336 908 660	120			
10 56	336 848 560	120	10 14	298 566 050	100
11 14	336 781 030	120	10 34	298 022 280	100
11 32	336 713 720	120	10 52	208 673 180	100
11 50	336 646 530	120			
12 10	336 572 200	120			
12 26	336 512 950	120	10 02	306 827 350	120
12 42	336 453 780	120	10 26	306 901 550	120
12 58	336 394 800	120			
24.XI 1962					
			28.XI 1962		
			10 14	298 566 050	100
			10 34	298 022 280	100
			10 52	208 673 180	100
30.XI 1962					
			1.XII 1962		
			09 36	311 183 790	120
10 30	331 028 070	150	09 52	311 235 140	120
10 46	331 569 460	150			
11 02	331 511 120	150			
11 16	331 460 110	150	09 44	325 593 820	120
			10 02	325 058 240	120
22.X 1962					
			4.XII 1962		
			09 44	325 593 820	120
			10 02	325 058 240	120
19.XI 1962					
			6.XII 1962		
08 30	272 408 550	100	10 30	336 173 110	150
08 44	272 425 150	100			
09 02	272 446 710	100			
09 16	272 403 610	100			
09 30	272 480 560	100	09 34	346 945 490	120
10 06	272 524 950	100			
10 22	272 544 820	100			
10 40	272 507 400	100	07 12	357 872 830	120
10 54	272 585 200	100	07 58	358 060 770	120
			08 18	358 142 900	120
23.XI 1962					
			08 56	358 299 710	120
11 50	281 820 800	150			

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
	12.XII 1962		09 02	291 991 552	100
07 16	369 851 630	120	10 16	292 004 359	100
07 54	370 013 030	120	13 14	292 253 761	100
			13 28	292 269 282	100
	21.XII 1962		13 42	292 284 959	25
08 54	428 701 430	150	13 56	292 300 735	25
09 44	429 002 560	150	14 08	292 314 210	25
10 06	429 109 020	150	14 22	292 330 105	25
	11.VI 1964		26.VI 1964		
14 36	299 303 512	100	07 36	295 257 611	100
14 50	299 280 852	100	08 04	295 294 765	100
15 06	299 255 050	100	08 24	295 321 717	25
15 20	299 232 521	100	08 38	295 340 738	25
16 48	299 092 186	100	08 50	295 357 058	25
			09 04	295 376 333	25
	12.VI 1964		09 26	295 406 854	25
08 44	297 496 787	100	09 52	295 443 276	25
09 02	297 467 482	100	10 18	295 480 218	25
12 50	297 114 438	100			
13 04	297 093 818	100		27.VI 1964	
13 20	297 070 378	100	11 08	297 707 365	100
13 34	297 050 059	100	11 24	297 734 027	100
13 50	297 026 868	100	11 38	297 757 408	25
14 04	297 000 708	100	11 52	297 781 071	25
14 20	296 983 760	100	12 06	297 804 727	25
14 34	296 963 808	100	12 20	297 828 510	25
	23.VI 1964		29.VI 1964		
08 46	290 738 469	150	09 12	302 023 939	25
09 02	290 750 322	150	12 50	303 009 225	25
13 38	290 980 293	150	13 04	303 098 608	25
	24.VI 1964		30.VI 1964		
07 52	291 920 042	100	13 46	300 195 651	25
08 42	291 972 482	100	14 02	306 232 450	25

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
14 20	306 274 003	25	14 02	282 912 502	25
14 36	306 310 894	25	14 14	282 916 888	25
			14 26	282 921 141	25
	25.III 1969		14 38	282 925 621	25
12 22	310 419 069	100	14 50	282 930 014	25
12 38	310 377 872	100	15 02	282 934 467	25
13 10	310 296 138	100	15 16	282 939 723	25
13 24	310 260 671	100	15 28	282 944 174	25
13 38	210 225 148	50			
14 14	310 134 402	50		20.IV 1969	
14 30	310 094 392	50	08 58	303 443 110	25
14 46	310 054 306	30	09 12	303 470 093	25
15 02	310 014 484	30	09 20	303 509 278	25
16 02	309 865 682	30	09 42	303 547 337	25
16 16	309 831 070	30	11 30	303 808 428	25
16 32	309 791 586	30	11 58	303 877 170	25
16 46	309 757 079	30	12 26	303 940 269	25
17 04	309 712 668	30	12 42	303 985 910	25
			12 50	304 020 042	25
	8.IV 1969		13 10	304 055 492	25
13 02	282 713 215	25	13 24	304 090 381	25
13 26	282 716 204	25	13 38	304 125 323	25
13 38	282 717 788	25	13 52	304 100 309	25
13 50	282 719 451	25			
14 02	282 721 104	25		21.IV 1969	
14 38	282 726 000	25	08 30	306 860 859	25
14 50	282 728 519	25	08 44	300 890 085	25
15 02	282 730 398	25	08 58	300 931 343	25
15 14	282 732 331	25	09 12	300 960 772	25
15 26	282 734 341	25	09 20	307 002 354	25
15 38	282 730 421	25	09 40	307 038 018	25
			09 54	307 073 850	25
	9.IV 1969		10 08	307 109 723	25
07 46	282 818 282	25	10 22	307 145 809	25
07 58	282 819 899	25	10 36	307 182 005	25
08 24	282 823 526	25	10 50	307 218 290	25
09 12	282 831 657	25	12 58	307 554 751	25

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
13 12	307 591 948	25	06 38	408 577 198	30
13 26	307 029 199	25			
13 40	307 066 449	25		11.V 1969	
13 52	307 698 496	25	03 34	414 456 235	50
14 04	307 730 508	25	03 50	414 529 774	50
			04 40	414 760 239	50
	22.IV 1969		04 58	414 843 410	50
06 08	310 210 400	25	05 16	414 926 864	50
06 26	310 256 969	25	11 40	416 750 112	50
06 42	310 298 449	25	12 44	417 060 394	50
06 58	310 340 181	25			
07 12	310 370 814	25		19.V 1969	
07 28	310 418 754	25	03 20	471 011 072	60
07 42	310 455 652	25	03 50	471 161 040	60
07 54	310 487 406	25	04 10	471 261 186	60
08 06	310 519 223	25	04 30	471 361 581	60
08 32	310 588 548	25	04 48	471 452 110	40
08 44	310 620 007	25	05 22	471 623 586	40
08 56	310 652 908	25	05 40	471 714 655	40
09 10	310 690 589	25	06 00	471 815 874	40
09 24	310 728 420	25	06 40	472 019 196	40
09 36	310 760 977	25	06 58	472 111 119	40
09 48	310 793 608	25	07 18	472 213 191	60
10 02	310 831 803	25	07 30	472 305 553	60
10 14	310 804 007	25	09 10	472 790 184	60
10 28	310 903 037	25	09 28	472 883 301	60
10 40	310 930 119	25	10 18	473 143 585	60
10 52	310 969 265	25	10 38	473 247 733	60
	10.V 1969			20.V 1969	
03 08	407 018 772	30	03 26	478 414 641	60
03 20	407 700 173	30	03 44	478 505 470	60
03 42	407 772 647	30	04 02	478 506 257	60
04 02	407 863 264	30	04 36	478 708 055	60
04 34	408 008 702	30	04 56	478 869 578	60
05 10	408 172 824	30	07 16	479 585 721	60
06 22	408 503 252	30	07 36	479 688 903	60

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
07 56	479 792 332	60	13 48	368 673 791	6
08 14	479 885 912	60	14 04	368 607 180	6
08 32	479 979 365	60	14 24	368 524 100	6
08 50	480 073 107	60	14 40	308 457 755	6
09 08	480 160 950	60	14 56	368 391 526	6
09 26	480 260 940	60			
09 44	480 355 176	60			
				2.XI 1970	
				10 30	278 693 956
				10 44	278 070 250
13 14	427 473 740	100	11 00	278 643 304	5
13 34	427 379 160	100	11 14	278 019 866	5
13 54	427 284 750	100	11 28	278 590 546	5
14 14	427 100 570	100	11 44	278 570 052	5
14 34	427 096 580	100	11 58	278 546 988	5
				5.X 1970	
11 08	421 228 670	100	10 34	276 360 190	50
12 40	420 793 470	100	10 50	276 336 180	50
12 58	420 708 900	100	11 18	276 294 450	50
				11 34	276 270 840
				11 50	276 247 440
6.X 1970					
10 28	414 640 990	100	12 04	276 227 000	50
10 48	414 546 610	100	12 24	276 198 083	15
11 08	414 452 400	100	12 40	276 175 096	15
11 34	414 330 220	100	12 54	276 155 114	15
12 20	414 115 040	100			
14 28	413 522 324	15			
14 50	413 421 210	100	08 20	274 483 609	5
			08 34	274 464 017	5
			12 24	274 100 149	5
12.X 1970					
10 52	375 575 278	6			
11 12	375 488 582	6			
12 20	375 195 586	6	10 38	280 566 710	100
12 38	375 118 459	6	10 52	280 593 500	100
12 54	375 050 052	6			
				21.XI 1970	
				07 22	282 949 240
					100
13 16	368 807 382	6			

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
			06 50	411 105 880	8
	22.XI 1970		07 08	411 189 057	8
06 12	285 795 072	7	07 44	411 355 983	8
06 28	285 828 600	7	08 02	411 439 741	8
06 48	285 870 733	7	08 22	411 533 001	8
07 32	285 964 336	7	08 52	411 673 315	8
08 10	286 046 179	7	09 28	411 842 312	8
08 26	280 080 928	7	10 04	412 011 919	8
08 58	280 150 947	7			
09 42	280 248 315	7		17.XII 1970	
09 58	280 284 020	7	07 52	418 082 800	8
10 14	280 319 889	7	08 10	418 107 524	8
10 58	280 419 299	7	09 18	418 489 212	8
			09 56	418 669 982	8
	9.XII 1970		10 14	418 755 821	8
09 10	307 212 932	8			
09 28	307 289 490	8		9.IV 1972	
09 46	307 300 219	8	12 28	698 249 883	15
10 02	307 434 541	8	12 58	698 087 357	15
10 18	367 502 992	8	13 46	697 828 270	15
10 50	367 640 209	8	14 16	697 660 934	15
11 06	367 708 971	8	16 44	690 870 505	15
11 24	367 786 430	8	17 14	696 717 210	15
			17 50	696 520 205	15
	10.XII 1970		18 22	696 350 548	15
04 32	372 113 321	8	18 54	696 186 933	15
04 48	372 180 010	8	19 30	695 990 073	15
05 04	372 246 827	8			
08 50	373 206 441	8		10.IV 1972	
09 24	373 353 385	8	14 06	689 914 602	15
09 40	373 422 750	8	15 00	689 624 807	15
10 06	373 535 725	8	15 30	689 404 322	15
11 00	373 771 280	8	16 02	089 293 515	15
			16 32	689 133 091	15
	16.XII 1970		17 02	688 974 115	15
05 58	410 866 080	8	18 12	688 002 425	15
06 32	411 022 894	8	18 42	088 443 209	15

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
			15 14	385 102 701	8
			15 30	385 035 028	8
20.V 1972			15 50	384 950 573	8
12 12	392 174 978	8	16 46	384 714 767	8
12 34	392 078 114	8	17 02	384 047 544	8
13 00	391 903 992	8	17 20	384 571 980	8
13 18	391 885 201	8	18 00	384 404 220	8
13 58	391 710 741	8			
14 16	391 032 501	8			
14 54	391 407 837	8			
			27.V 1972		
15 12	391 390 066	8	13 40	350 598 204	8
15 30	391 312 429	8	13 58	350 532 379	8
15 48	391 234 910	8	14 16	350 400 661	8
16 50	390 908 717	8	14 32	350 408 382	8
17 08	390 891 013	8	14 48	350 350 223	8
17 26	390 814 572	8	16 18	350 024 905	8
			16 34	349 907 416	8
			16 50	349 909 925	8
21.V 1972			17 06	349 852 482	8
07 44	387 059 224	8	17 22	349 795 078	4
08 04	380 970 243	8	17 38	349 737 713	4
08 24	386 881 385	8	17 54	349 680 374	4
08 42	380 801 534	8	18 10	349 623 054	4
09 00	386 721 807	8			
09 18	380 642 213	8			
09 36	380 502 760	8			
			28.V 1972		
09 56	380 474 654	8	07 30	346 674 521	8
10 14	380 395 527	8	07 46	346 614 762	8
12 10	385 803 825	8	08 02	346 555 082	4
12 34	385 780 084	8	08 18	346 495 509	4
12 50	385 717 138	8	08 34	346 436 040	4
13 06	385 048 332	8	08 50	346 376 684	4
13 22	385 579 671	8	09 06	346 317 449	8
13 38	385 511 149	8	09 22	346 258 333	8
13 54	385 442 702	8	09 38	346 100 351	4
14 10	385 374 503	8	09 54	346 140 503	4
14 26	385 300 375	8			
14 42	385 238 371	8			
14 58	385 170 479	8	08 02	299 114 438	6

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
08 18	299 085 857	6	12 04	296 418 547	4
08 56	299 018 552	6	12 18	296 308 480	4
09 14	298 986 970	6	12 32	296 378 525	4
09 34	298 052 138	6	12 54	296 347 414	4
09 52	298 020 007	6	13 08	296 327 764	6
11 02	298 801 014	6	13 22	296 308 218	6
11 18	298 775 149	6	14 08	296 214 683	4
11 34	208 748 552	6	14 22	296 225 545	4
11 52	298 718 830	6	14 36	296 206 480	4
14 56	298 425 629	6	14 50	296 187 511	4
15 14	298 307 700	6	15 04	296 168 610	6
15 28	298 376 204	6	15 30	296 133 669	6
15 46	298 348 540	6	15 46	296 112 260	6
16 02	298 324 020	6	16 02	296 090 915	6
16 16	298 302 608	6	16 18	296 069 622	6
17 20	298 205 006	6	16 34	296 048 373	4
			16 48	296 029 807	4
	10.VI 1972		17 04	296 008 612	4
06 14	296 960 412	6			
06 28	296 037 450	6		24.VI 1972	
06 56	295 801 770	4	04 32	295 543 872	6
07 10	296 869 058	4	04 48	295 564 507	6
07 24	296 816 441	4	05 28	295 616 540	6
07 40	296 820 708	4	09 24	295 941 568	6
07 56	296 705 105	6	09 42	295 967 845	6
08 10	296 772 830	6	13 02	295 273 294	4
08 24	296 750 652	4	13 16	296 205 447	4
08 38	296 728 503	4	13 32	296 320 854	6
08 54	296 703 522	4	15 34	296 516 798	6
09 08	296 681 725	4			
09 22	296 660 045	4		25.VI 1972	
09 36	296 638 499	6	04 50	297 731 620	6
09 50	296 617 070	6	08 16	298 050 255	6
10 04	296 505 775	6	08 32	298 076 001	6
10 18	296 571 603	4	10 26	298 265 165	6
10 32	296 553 565	4	10 44	298 295 706	6
10 46	296 532 662	4	12 34	298 487 055	4

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
12 48	298 511 836	4	09 48	321 199 939	6
2.VII 1972					
05 46	320 512 536	6	04 58	401 461 785	15
06 02	320 556 871	6	05 18	401 540 674	15
06 18	320 601 355	6	05 38	401 637 773	15
06 34	320 645 080	6	06 00	401 734 032	15
06 50	320 690 750	6	07 26	402 117 411	15
07 08	320 741 328	6	10 42	403 007 785	15
07 26	320 702 007	6	11 00	403 087 203	15
07 42	320 837 308	6	12 24	403 427 122	15
07 58	320 882 868	6	12 34	403 519 211	15
08 16	320 034 218	4	12 54	403 611 366	15
08 32	320 080 035	4			
08 48	321 026 026	4			
09 02	321 066 400	4	13 16	437 140 285	30
09 32	321 153 330	6			

Отличие скорости распространения радиоволн в тропосфере и ионосфере Земли и в межпланетной плазме от скорости распространения света в свободном пространстве, по нашим оценкам, может изменить время запаздывания и доплеровскую поправку не более чем на 0,5 мкsec и 0,05 Гц соответственно. Тропосфера Венеры увеличивает время запаздывания примерно на 2 мкsec.

В наблюдениях 1962 и 1972 гг. прием производился на той же антенне, откуда велось излучение; в остальных наблюдениях для приема использовалась другая антenna. Результаты измерений в этих случаях были пересчитаны к условиям приема на передающей антенне.

Астрономические координаты антенны радиолокатора:
северная широта $\varphi = 45^\circ 10'$,
восточная долгота $\lambda = 33^\circ 15'$,
чemu соответствует

$$\rho \sin \varphi' = 0.70567,$$

$$\rho \cos \varphi' = 0.70616,$$

где φ' — геоцентрическая широта, а ρ — геоцентрическое расстояние.

Номинальное значение частоты радиолокатора $f_0 = 768\,719\,220$ Гц.

Таблица 2. Доплеровская поправка при радиолокации Венеры в 1962, 1964, 1969, 1970 и 1972 гг.

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
			09 16	+27 380,2	0,3
					20.X 1962
09 34	-49 922,1	0,4			28.XI 1962
10 02	-49 799,2	0,4	11 16	+36 418,5	0,3
10 22	-49 656,3	0,4	11 36	+36 531,4	0,3
10 40	-49 524,8	0,4	11 50	+36 604,5	0,3
11 00	-49 376,7	0,4			30.XI 1962
11 18	-49 242,3	0,4	11 30	+40 006,0	0,4
11 38	-49 092,5	0,4	11 46	+40 177,5	0,4
11 58	-48 943,9	0,4			
					21.X 1962
09 18	-48 816,6	0,4	08 18	+40 441,1	0,4
09 36	-48 696,1	0,4	09 10	+40 857,4	0,4
13 54	-46 851,9	0,4			1.XII 1962
					22.X 1962
11 48	-46 372,9	0,5	10 48	+51 424,0	0,4
					17.XI 1962
10 38	+11 071,5	0,3	08 36	+52 822,0	0,4
10 52	+11 183,2	0,3	09 20	+53 137,5	0,4
11 06	+11 201,9	0,3	09 36	+53 245,3	0,4
11 22	+11 411,8	0,3	09 54	+53 360,2	0,4
11 38	+11 527,7	0,3	10 12	+53 469,1	0,4
11 52	+11 624,8	0,3			10.XII 1962
					19.XI 1962
08 00	+14 864,1	0,3	04 24	+53 000,2	0,4
11 14	+16 470,2	0,3	04 56	+53 202,8	0,4
11 28	+16 579,3	0,3	05 28	+53 422,6	0,4
			05 44	+53 538,0	0,4
			06 28	+53 869,3	0,4
			06 58	+54 101,4	0,4
					24.XI 1962
08 08	+26 803,1	0,3	08 12	+54 673,1	0,4
08 30	+26 991,4	0,3	08 26	+54 777,7	0,4
			10 54	+55 697,0	0,4

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
			08 22	+24 888,2	0,3
			08 44	+25 077,4	0,3
08 14	+61 350,3	0,5	08 56	+25 180,9	0,3
08 36	+61 502,4	0,5	11 46	+26 519,8	0,3
			12 00	+26 600,4	0,3
	21.XII 1962				
14 00	-20 974,9	0,3		24.III 1969	
14 20	-20 858,2	0,3	14 46	-33 000,0	1,5
15 58	-20 435,0	0,3	15 08	-33 789,3	0,5
16 12	-20 396,7	0,3	15 32	-33 686,2	0,5
16 24	-20 368,2	0,3	15 48	-33 626,7	0,5
16 36	-20 344,1	0,3		25.III 1969	
	11.VI 1964		08 48	-34 682,58	0,2
07 58	-21 270,2	0,3	09 04	-34 563,75	0,2
08 14	-21 156,0	0,3	11 00	-33 623,7	0,5
08 28	-21 052,4	0,3	15 32	-31 774,33	0,2
10 56	-19 832,2	0,3	15 46	-31 722,58	0,2
14 48	-18 179,7	0,3	17 18	-31 530,32	0,2
15 04	-18 106,5	0,3		7.IV 1969	
15 18	-18 048,0	0,3			
15 34	-17 988,3	0,3	13 54	-891,3	0,5
16 06	-17 891,2	0,3	15 06	-599,26	0,15
			15 18	-565,83	0,15
	22.VI 1964				
13 08	+8 707,3	0,3		8.IV 1969	
			11 54	+1 041,42	0,1
	27.VI 1964		12 10	+1 163,62	0,1
13 38	+22 102,1	0,3	12 24	+1 266,31	0,1
13 50	+22 239,4	0,3	12 36	+1 350,90	0,1
			12 48	+1 432,63	0,1
	29.VI 1964		14 02	+1 855,52	0,1
07 04	+24 238,9	0,3	14 26	+1 960,14	0,1
07 16	+24 335,1	0,3			
07 38	+24 515,5	0,3		9.IV 1969	
07 56	+24 666,7	0,3	06 32	+1 046,76	0,1
08 08	+24 768,4	0,3	06 44	+1 131,74	0,1

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
06 58	+1 234,82	0,1			
07 12	+1 341,72	0,1			
07 26	-1 452,07	0,1	05 32	+30 667,87	0,1
08 24	+1 939,59	0,1	06 06	+30 911,29	0,1
09 12	+2 367,21	0,1	06 20	+31 017,54	0,1
13 50	+4 504,74	0,1	06 34	+31 127,21	0,1
14 02	+4 561,36	0,1	06 48	+31 239,81	0,1
14 14	+4 613,61	0,1	07 04	+31 371,57	0,1
14 26	+4 661,56	0,1	07 18	+31 489,12	0,1
14 38	+4 705,17	0,1	07 34	+31 625,44	0,1
14 50	+4 744,38	0,1	07 48	+31 746,28	0,1
15 02	+4 779,19	0,1	08 30	+32 113,07	0,1
15 16	+4 813,74	0,1	08 44	+32 235,85	0,1
15 28	+4 839,01	0,1	08 58	+32 357,52	0,1
15 40	+4 859,29	0,1	09 12	+32 478,56	0,1
			09 26	+32 598,17	0,1
			20.IV 1969		
08 00	+29 653,34	0,1	09 40	+32 710,18	0,1
08 14	+29 776,18	0,1	09 54	+32 832,09	0,1
08 30	+29 917,25	0,1	10 08	+32 945,38	0,1
08 44	+30 040,26	0,1	10 22	+33 050,18	0,1
09 26	+30 405,59	0,1	10 36	+33 103,90	0,1
09 42	+30 541,57	0,1	10 50	+33 208,10	0,1
11 14	+31 258,04	0,1	12 14	+33 804,99	0,1
11 30	+31 366,82	0,1	12 28	+33 877,16	0,1
11 58	+31 542,78	0,1	12 42	+33 943,95	0,1
12 26	+31 699,29	0,1	12 58	+34 013,33	0,1
12 42	+31 778,94	0,1	13 12	+34 007,72	0,1
12 56	+31 842,76	0,1	13 26	+34 110,32	0,1
13 10	+31 900,85	0,1	13 40	+34 158,85	0,1
13 24	+31 952,95	0,1	13 52	+34 190,24	0,1
13 38	+31 998,92	0,1	14 04	+34 217,15	0,1
13 52	+32 039,04	0,1			
14 06	+32 072,94	0,1	22.IV 1969		
14 20	+32 100,68	0,1	03 58	+32 252,74	0,1
			04 14	+32 327,52	0,1

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
04 42	+32 475,95	0,1	05 10	+58 547,87	0,15
05 36	+32 817,99	0,1	05 28	+58 673,15	0,15
06 08	+33 050,01	0,1	05 46	+58 803,00	0,15
06 26	+33 188,57	0,1	06 22	+59 074,34	0,15
06 42	+33 316,29	0,1	06 38	+59 198,39	0,15
06 58	+33 446,95	0,1			
07 12	+33 563,45	0,1			11.V 1969
07 28	+33 699,35	0,1	02 20	+58 552,31	0,15
07 42	+33 819,50	0,1	02 36	+58 598,21	0,15
07 54	+33 923,36	0,1	02 54	+58 658,39	0,15
08 06	+34 027,61	0,1	12 12	+62 101,00	0,15
08 32	+34 254,07	0,1	12 28	+62 137,00	0,15
08 44	+34 358,30	0,1			
08 56	+34 462,04	0,1			19.V 1969
09 10	+34 581,90	0,1	02 28	+63 787,54	0,15
09 24	+34 700,87	0,1	02 56	+63 886,16	0,15
09 36	+34 801,16	0,1	04 48	+64 479,75	0,15
09 48	+34 900,11	0,1	05 22	+64 709,60	0,15
10 02	+35 013,22	0,1	05 40	+64 837,89	0,15
10 14	+35 107,94	0,1	06 00	+64 984,22	0,15
10 28	+35 215,51	0,1	06 22	+65 149,06	0,15
10 40	+35 305,22	0,1	06 40	+65 285,80	0,15
10 52	+35 392,37	0,1	06 58	+65 423,56	0,15
12 02	+35 837,34	0,1	08 16	+65 995,82	0,15
12 14	+35 901,32	0,1	08 32	+66 121,69	0,15
12 26	+35 961,42	0,1	08 52	+66 263,06	0,15
12 38	+36 017,78	0,1	10 58	+66 960,68	0,15
12 50	+36 069,69	0,1			
					20.V 1969
					10.V 1969
01 54	+57 659,94	0,15	02 12	+64 241,63	0,2
02 12	+57 696,59	0,15	02 32	+64 300,70	0,2
02 32	+57 749,26	0,15	02 50	+64 364,07	0,2
03 26	+57 950,59	0,15	03 08	+64 436,41	0,2
03 42	+58 026,04	0,15	05 42	+65 354,75	0,2
04 02	+58 129,24	0,15	06 00	+65 486,98	0,2
04 34	+58 314,38	0,15	06 18	+65 621,43	0,2
			06 36	+65 757,56	0,2

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
09 08	+66 867,16	0,2	14 40	-53 078,44	0,4
09 26	+66 980,83	0,2	14 56	-52 995,57	0,4
09 44	+67 088,45	0,2			
10 02	+67 188,80	0,2			
				2,XI 1970	
			09 30	-22 257,76	0,1
			09 46	-22 124,98	0,1
14 04	-59 717,25	0,4	10 00	-22 008,08	0,1
14 22	-59 608,90	0,4	10 30	-21 757,33	0,1
14 50	-59 452,41	0,4	10 44	-21 640,86	0,1
15 10	-59 350,13	0,4	11 00	-21 508,70	0,1
			11 14	-21 394,24	0,1
			11 28	-21 281,59	0,1
09 04	-61 068,57	0,4	11 44	-21 154,82	0,1
10 06	-60 699,71	0,4	11 58	-21 046,59	0,1
10 28	-60 555,63	0,4	12 16	-20 911,13	0,1
10 48	-60 419,43	0,4	12 30	-20 809,22	0,1
11 08	-60 279,84	0,4	12 48	-20 683,05	0,1
11 34	-60 095,55	0,4	13 02	-20 589,07	0,1
12 20	-59 765,79	0,4	13 14	-20 511,74	0,1
14 50	-58 801,17	0,4	13 26	-20 437,14	0,1
15 10	-58 698,70	0,4			
				3,XI 1970	
			08 24	-20 402,68	0,1
09 32	-56 142,19	0,4	08 42	-20 260,87	0,1
09 52	-56 013,26	0,4	08 58	-20 132,00	0,1
10 28	-55 769,43	0,4	09 16	-19 984,59	0,1
10 52	-55 599,61	0,4	10 14	-19 498,70	0,1
11 12	-55 455,03	0,4	10 34	-19 330,49	0,1
12 20	-54 958,93	0,4	10 50	-19 197,19	0,1
12 54	-54 717,33	0,4	11 18	-18 967,51	0,1
13 50	-54 344,34	0,4	11 34	-18 839,32	0,1
			11 50	-18 714,11	0,1
			12 04	-18 607,05	0,1
13 32	-53 485,10	0,4	12 24	-18 459,44	0,1
13 48	-53 382,75	0,4	12 40	-18 345,95	0,1
14 04	-53 283,81	0,4	12 54	-18 250,77	0,1
14 24	-53 167,02	0,4	13 24	-18 059,77	0,1

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
			10 32	+26 716,01	0,1
			10 44	+26 804,00	0,1
08 02	-18 129,06	0,1	10 58	+26 903,67	0,1
08 20	-17 989,94	0,1	11 10	+26 985,72	0,1
08 34	-17 879,39	0,1	11 22	+27 064,71	0,1
09 00	-17 667,85	0,1	11 46	+27 213,25	0,1
			11 58	+27 282,44	0,1
			12 10	+27 348,00	0,1
09 14	-17 551,91	0,1	12 22	+27 409,43	0,1
09 26	-17 451,31	0,1			
09 50	-17 243,76	0,1			22, XI 1970
10 04	-17 129,88	0,1	05 20	+26 420,53	0,1
10 18	-17 011,23	0,1	05 34	+26 514,74	0,1
10 34	-16 876,28	0,1	06 12	+26 789,79	0,1
10 46	-16 775,90	0,1	06 28	+26 912,84	0,1
10 58	-16 676,26	0,1	06 48	+27 071,51	0,1
11 10	-16 577,54	0,1	07 32	+27 435,18	0,1
11 22	-16 480,31	0,1	07 48	+27 570,91	0,1
11 30	-16 368,71	0,1	08 10	+27 758,72	0,1
11 48	-16 275,13	0,1	08 26	+27 895,66	0,1
12 00	-16 183,13	0,1	08 58	+28 167,72	0,1
12 12	-16 093,51	0,1	09 42	+28 531,15	0,1
12 24	-16 006,27	0,1	09 58	+28 658,47	0,1
			10 14	+28 782,13	0,1
			10 58	+29 100,46	0,1
10 10	+24 270,72	0,3			
10 24	+24 380,38	0,3			9, XII 1970
10 38	+24 485,94	0,3	07 58	+53 901,04	0,15
10 52	+24 589,18	0,3	09 10	+54 429,42	0,15
			09 28	-54 550,94	0,15
			09 46	+54 666,56	0,15
07 08	+25 021,42	0,1	10 02	+54 763,90	0,15
09 24	+26 176,89	0,1	10 18	+54 855,94	0,15
09 38	+26 292,20	0,1	10 34	+54 942,02	0,15
09 50	+26 389,81	0,1	10 50	+55 021,83	0,15
10 04	+26 501,45	0,1	11 06	+55 095,09	0,15
10 16	+26 594,91	0,1	11 24	+55 169,46	0,15

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
			08 10	+60 373,95	0,15
			09 02	+60 730,27	0,15
10,XII 1970			09 18	+60 831,54	0,15
04 00	+53 161,71	0,15	09 56	+61 052,62	0,15
04 32	+53 349,58	0,15	10 14	+61 146,46	0,15
04 48	+53 451,76	0,15			
05 04	+53 557,43	0,15			
05 20	+53 667,92	0,15			
05 52	+53 899,41	0,15	14 14	-68 759,01	0,25
08 34	+55 139,43	0,15	15 26	-68 357,75	0,25
08 50	+55 254,47	0,15	16 52	-68 009,94	0,25
09 24	+55 487,60	0,15			
09 40	+55 590,29	0,15			
10 06	+55 747,09	0,15	07 52	-70 863,28	0,25
10 38	+55 918,94	0,15	11 56	-69 719,00	0,25
11 00	+56 022,58	0,15	12 28	-69 508,93	0,25
11 16	+56 089,79	0,15	12 58	-69 310,53	0,25
			13 46	-68 998,43	0,25
			14 16	-68 811,96	0,25
16,XII 1970			16 12	-68 215,79	0,25
04 32	+58 151,09	0,15	16 44	-68 100,06	0,25
04 50	+58 266,62	0,15	17 14	-68 015,04	0,25
05 58	+58 743,81	0,15	17 50	-67 945,09	0,25
06 32	+58 998,37	0,15	18 22	-67 913,63	0,25
06 50	+59 134,96	0,15			
07 08	+59 271,69	0,15			
07 26	+59 407,84	0,15			
07 44	+59 542,72	0,15	18 54	-67 911,74	0,25
08 02	+59 675,56	0,15	19 30	-67 945,03	0,25
08 22	+59 819,49	0,15			
08 52	+60 026,53	0,15			
09 28	+60 256,80	0,15	13 04	-69 328,87	0,25
09 46	+60 362,62	0,15	14 06	-68 931,40	0,25
10 04	+60 461,76	0,15	15 00	-68 616,71	0,25
			15 30	-68 461,51	0,25
17,XII 1970			16 02	-68 315,28	0,25
06 56	+59 823,87	0,15	16 32	-68 198,80	0,25
07 16	+59 975,01	0,15	17 02	-68 104,32	0,25
07 52	+60 243,26	0,15	17 36	-68 025,70	0,25

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
18 12	-67 977,82	0,25	14 42	-54 408,71	0,12
18 42	-67 966,16	0,25	14 58	-54 317,78	0,12
			15 14	-54 231,67	0,12
	20.V 1972		15 30	-54 151,03	0,12
12 12	-56 489,78	0,12	15 50	-54 058,40	0,12
12 34	-56 330,31	0,12	16 46	-53 851,18	0,12
13 00	-56 143,99	0,12	17 02	-53 807,11	0,12
13 18	-56 017,40	0,12	17 20	-53 765,97	0,12
13 58	-55 747,00	0,12	18 00	-53 707,39	0,12
14 16	-55 631,76	0,12			
14 54	-55 405,41	0,12		27.V 1972	
15 12	-55 307,36	0,12	13 40	-46 953,92	0,12
15 30	-55 215,97	0,12	13 58	-46 833,16	0,12
15 48	-55 131,82	0,12	14 16	-46 717,50	0,12
16 50	-54 902,40	0,12	14 32	-40 619,61	0,12
17 08	-54 854,66	0,12	14 48	-46 526,57	0,12
17 26	-54 815,98	0,12	16 18	-46 111,58	0,12
			16 34	-46 059,44	0,12
	21.V 1972		16 50	-46 014,34	0,12
07 44	-57 035,77	0,12	17 06	-45 976,46	0,12
08 04	-56 961,46	0,12	17 22	-45 945,75	0,12
08 24	-56 877,12	0,12	17 38	-45 922,50	0,12
08 42	-56 793,09	0,12	17 54	-45 906,65	0,12
09 00	-56 701,75	0,12	18 10	-45 898,30	0,12
09 18	-56 603,82	0,12			
09 36	-56 499,55	0,12		28.V 1972	
09 56	-56 377,00	0,12	07 30	-47 889,18	0,12
10 14	-56 261,64	0,12	07 46	-47 820,15	0,12
12 16	-55 398,39	0,12	08 02	-47 744,71	0,12
12 34	-55 267,22	0,12	08 18	-47 663,25	0,12
12 50	-55 151,56	0,12	08 34	-47 576,09	0,12
13 06	-55 037,29	0,12	08 50	-47 483,39	0,12
13 22	-54 924,96	0,12	09 06	-47 385,77	0,12
13 38	-54 815,10	0,12	09 22	-47 283,36	0,12
13 54	-51 708,02	0,12	09 38	-47 176,80	0,12
14 10	-54 604,27	0,12	09 54	-47 066,38	0,12
14 26	-54 504,38	0,12			

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
			10 18	-19 311,22	0,10
	9.VI 1972		10 32	-19 191,69	0,10
08 02	-22 917,49	0,10	10 46	-10 072,13	0,10
08 18	-22 831,78	0,10	12 04	-18 422,06	0,10
08 56	-22 545,24	0,10	12 18	-18 311,13	0,10
09 14	-22 402,52	0,10	12 32	-18 202,76	0,10
09 34	-22 239,96	0,10	12 54	-18 038,52	0,10
09 52	-22 090,86	0,10	13 08	-17 938,26	0,10
11 02	-21 499,00	0,10	13 22	-17 841,58	0,10
11 18	-21 364,17	0,10	14 08	-17 553,18	0,10
11 34	-21 230,64	0,10	14 22	-17 475,13	0,10
11 52	-21 082,62	0,10	14 30	-17 401,93	0,10
14 56	-19 857,03	0,10	14 50	-17 333,94	0,10
15 14	-19 778,00	0,10	15 04	-17 271,14	0,10
15 28	-49 722,70	0,10	15 30	-17 168,87	0,10
15 46	-19 659,70	0,10	15 46	-17 115,58	0,10
16 02	-19 611,60	0,10	16 02	-17 069,64	0,10
16 16	-19 575,65	0,10	16 18	-17 031,29	0,10
17 20	-19 484,93	0,10	16 34	-17 000,51	0,10
			16 48	-16 979,80	0,10
	10.VI 1972		17 04	-16 963,14	0,10
06 14	-21 043,73	0,10			
06 28	-20 976,21	0,10			
06 56	-20 826,04	0,10	04 32	+16 487,06	0,10
07 10	-20 803,07	0,10	04 48	+16 561,32	0,10
07 24	-20 657,02	0,10	05 28	+16 776,51	0,10
07 40	-20 552,62	0,10	09 24	+18 626,20	0,10
07 56	-20 442,95	0,10	09 42	+18 782,16	0,10
08 10	-20 343,04	0,10	13 02	+20 236,69	0,10
08 24	-20 239,82	0,10	13 16	+20 307,02	0,10
08 38	-20 133,24	0,10	13 32	+20 380,38	0,10
08 54	-20 008,28	0,10	15 34	+20 698,11	0,10
09 08	-19 896,24	0,10			
09 22	-19 782,10	0,10			
09 36	-19 666,17	0,10	04 50	+19 139,23	0,10
09 50	-19 548,82	0,10	08 16	+20 618,94	0,10
10 04	-19 430,39	0,10	08 32	+20 756,76	0,10

Продолжение таблицы 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
10 26	+21 730,42	0,10	09 48	+37 375,65	0,12
10 44	+21 875,53	0,10			
12 34	+22 637,69	0,10			17.VII 1972
12 48	+22 715,68	0,10	04 34	+56 089,86	0,25
			04 58	+56 237,07	0,25
			05 18	+56 367,58	0,25
05 46	+35 446,61	0,12	05 38	+56 504,02	0,25
06 02	+35 559,12	0,12	06 00	+56 660,27	0,25
06 18	+35 675,98	0,12	07 26	+57 305,59	0,25
06 34	+35 796,72	0,12	07 48	+57 472,83	0,25
06 50	+35 920,85	0,12	08 06	+57 608,29	0,25
07 08	+36 063,94	0,12	10 42	+58 019,25	0,25
07 26	+30 209,94	0,12	11 00	+58 706,17	0,25
07 42	+36 344,58	0,12	12 14	+58 971,38	0,25
07 58	+36 474,39	0,12	12 34	+59 016,49	0,25
08 16	+36 624,52	0,12	12 54	+59 049,38	0,25
08 32	+36 758,02	0,12			
08 48	+36 890,98	0,12			22.VII 1972
09 02	+37 006,38	0,12	12 48	+62 904,18	0,25
09 32	+37 249,44	0,12			

Авторы выражают благодарность Р. А. Андрееву, Л. В. Апраксину, С. М. Барабошкину, И. А. Гаврилову, С. М. Голубеву, П. В. Кузнецову, Е. Ф. Кущенко, А. Г. Мелихову, А. С. Палатову, А. Т. Тагаевскому, Ю. В. Филину и В. А. Химушкину, оказавшим большую помощь при создании аппаратуры планетного радиолокатора и в проведении измерений; В. П. Гончарову, Г. А. Журкиной, М. А. Казанскому, М. Д. Кислику, Б. А. Степанову и Д. М. Цветкову за подготовку эфемерид.

Авторы признательны сотрудникам Центра дальней космической связи, принимавшим участие в проведении радиолокационных наблюдений.

Литература

1. В. А. Котельников, Л. В. Апраксин, В. О. Войтов, М. Г. Голубцов, В. М. Дубровин, Н. М. Зайцев, Е. Б. Коренберг, В. П. Минашин, В. А. Морозов, Н. И. Никитский, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. М. Шаховской, Радиотехн. и электрон., 7, 1851, 1962.
2. В. А. Котельников, Г. Я. Гуськов, В. М. Дубровин, В. А. Дубинский, М. Д. Кислик, Е. Б. Коренберг, В. П. Минашин, В. А. Морозов, Н. И. Никитский, Г. М. Петров, Г. А. Подопригора, О. Н. Ржига, А. В. Францессон, А. М. Шаховской, Докл. АН СССР, 147, 1320, 1962.
3. В. А. Котельников, В. М. Дубровин, Б. А. Дубинский, М. Д. Кислик, Б. И. Кузнецов, И. В. Лишин, В. А. Морозов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, Г. А. Сыцко, А. М. Шаховской, Докл. АН СССР, 151, 532, 1963.
4. В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, Л. В. Апраксин, В. М. Дубровин, М. Д. Кислик, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. И. Ржига, А. М. Шаховской, Докл. АН СССР, 163, 50, 1965.
5. Ю. Н. Александров, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, Астрон. ж., 49, 175, 1972.

ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЗАПАЗДЫВАНИЯ И ДОПЛЕРОВСКОЙ ПОПРАВКИ В РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ ВЕНЕРЫ В 1975 г.

*В. А. Котельников, Э. Л. Аким, Ю. Н. Александров, В. К. Головков,
В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, А. А. Крымов, Б. И. Кузнецов,
Ю. К. Наумкин, Г. М. Петров, В. М. Подолянюк, О. Н. Ржига, А. Ф. Хасянов,
А. М. Шаховской*

Астрономический журнал. 1976. Том. 53. Вып. 6

Представлены результаты измерений времени запаздывания и доплеровской поправки частоты отраженных сигналов, полученных Институтом радиотехники и электроники АН СССР в радиолокационных наблюдениях Венеры в 1975 г. Показано, что расхождения между фактическим положением Венеры и вычисленным на основе существующей теории движения планет в разные нижние соединения носят разный характер.

The Measurement of the delay the Doppler correction in the radar observations of Venus in 1975, by V. A. Kotel'nikov, E. L. Akim, Yu. N. Aleksandrov, V. K. Golovkov, V. M. Dubrovin, A. L. Zaitsev, V. I. Kacvitser, A. A. Krymov, B. I. Kuznetsov, Yu. K. Naumkin, G. M. Petrov, V. M. Pdolaynyuk, O. N. Rzhiga, A. F. Khasyanov, A. M. Shakhovskoj. — The results of measurements of the delay and of the Doppler frequency correction of the Academy of Science of the USSR, are presented. It is shown that the discrepancies between the real position of Venus and the one calculated on the basis of the existing theory of the planetary motion are of different character in different lower conjunctions.

В период с июня по октябрь 1975 г. Институт радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций выполнил цикл радиолокационных наблюдений Венеры на волне 39 см. В процессе наблюдений, осуществленных с помощью радиолокационной установки Центра дальней космической связи, измерялись время запаздывания и доплеровская поправка частоты сигналов, отраженных ближайшим к Земле участком поверхности планеты.

Измерения проводились по методике, описанной в работе [1]. В этой же работе дана связь измеряемых величин с расстоянием до Венеры и радиальной скоростью ее движения.

Время запаздывания τ_1 определяется как интервал времени, прошедший с момента начала излучения t_1 до момента t_3 , когда отраженный сигнал достиг антенны радиолокатора после его отражения от подлокаторной точки поверхности планеты:

$$\tau_1 = t_3 - t_1. \quad (1)$$

Доплеровская поправка $f_{\text{п}_1}$ — величина, добавляемая к номинальной частоте радиолокатора f_0 в момент начала излучения t_1 так, чтобы принятый в момент t_3 отраженный сигнал имел частоту, равную номинальной частоте f_0 , т. е.

$$(f_0 + f_{\text{п}_1}) \left(1 - \frac{\dot{r}_{12}}{c}\right) / \left(1 + \frac{\dot{r}_{23}}{c}\right) = f_0 \quad (2)$$

или

$$f_{\text{п}_1} = f_0 \left(\frac{\dot{r}_{12}}{c} + \frac{\dot{r}_{23}}{c} \right) / \left(1 - \frac{\dot{r}_{12}}{c}\right), \quad (3)$$

где c — скорость света, r_{12} — расстояние между антенной радиолокатора в момент t_1 и центром Венеры в момент t_2 , когда фронт излученной волны достигает подлокаторной точки ее поверхности, r_{23} — расстояние между центром Венеры в момент t_2 и радиолокатором в момент приема отраженного сигнала t_3 . Точка означает производную по времени от величин r_{12} и r_{23} .

В табл. 1 представлены результаты измерений времени запаздывания отраженных сигналов. В первом столбце даны моменты начала излучения сигналов t_1 (UTC), во втором столбце — измеренные величины времени запаздывания сигналов τ_1 . Третий столбец содержит средние квадратичные ошибки измерений, изменяющиеся от 3 мксек при наблюдениях вблизи нижнего соединения (дальность около $4 \cdot 10^7$ км) до 60 мксек при дальности до Венеры около 10^8 км. Флюктуационные и систематические погрешности оценивались по методике, изложенной в работах [1, 2].

В табл. 2 приведены моменты начала излучения t_1 (первый столбец), измеренные значения доплеровской поправки $f_{\text{п}_1}$ (второй столбец) и средние квадратичные ошибки измерений (третий столбец). Средняя квадратичная ошибка доплеровской поправки составляла в большинстве измерений 0,06 Гц и обусловливалась доплеровским расширением спектров отраженных сигналов.

Аналогичные таблицы времени запаздывания и доплеровских поправок частоты отраженных сигналов, измеренных в радиолокационных наблюдениях Венеры в 1962–1972 гг., опубликованы ранее в работе [2].

В проведенных радиолокационных наблюдениях Венеры использовались ее эфемериды, составленные в Институте теоретической астрономии АН СССР на основе теории Ньюкома с поправками Данкома. При нахождении расчетных значений времени запаздывания и доплеровской поправки использовались следующие константы:

Таблица 1. Время запаздывания при радиолокации Венеры в 1975 г.

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
1	2	3	1	2	3
			11 06	388 189 818	4
	26.VI 1975		11 42	388 033 128	4
18 08	638 882 913	60	12 08	387 920 467	4
			12 26	387 842 712	4
	27.VI 1975		12 44	387 765 172	4
13 02	632 521 504	60	13 02	387 687 824	4
			13 20	387 610 681	4
	9.VII 1975		15 38	387 025 105	8
13 02	537 559 992	15	15 56	386 949 371	8
13 26	537 431 348	15	16 14	386 873 741	8
13 50	537 303 028	15	16 32	386 798 212	4
14 34	537 068 602	15	16 48	386 731 152	4
15 02	536 919 945	15	17 12	386 630 670	4
15 26	536 792 829	15			
15 48	536 676 527	15		31.VII 1975	
17 30	536 139 561	15	08 24	382 709 603	6
17 52	536 024 094	15	08 42	382 631 137	6
18 14	535 908 690	15	09 00	382 552 810	6
			09 18	382 474 642	3
	10.VII 1975		09 36	382 396 633	3
08 46	531 219 831	8	09 54	382 318 800	3
09 08	531 099 629	8	11 58	381 787 794	3
09 34	530 957 809	8	12 16	381 711 510	3
09 56	530 838 015	8	12 34	381 635 432	3
15 50	528 945 348	8	13 16	381 458 693	3
17 22	528 463 375	8	13 34	381 383 275	3
17 44	528 348 451	8	14 40	381 108 300	3
18 12	528 202 299	4	14 58	381 033 695	3
18 34	528 087 515	4	15 20	380 917 935	3
			15 58	380 786 032	6
	30.VII 1975		16 16	380 711 989	6
09 56	388 496 760	8	16 34	380 638 043	6
10 14	388 417 560	8	16 52	380 564 176	6
10 34	388 329 777	4	17 10	380 490 387	6

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
1	2	3	1	2	3
			12 14	304 771 008	6
	2.VIII 1975		13 18	304 634 274	6
13 50	369 370 076	6	14 34	304 474 857	6
14 08	369 298 998	6	14 58	304 425 067	3
14 26	369 227 491	6	15 14	304 391 992	3
14 54	369 110 576	3	15 30	304 359 006	3
15 12	369 045 470	3	16 06	304 285 041	3
15 38	368 943 000	3			
15 56	368 872 215	3		17.VIII 1975	
16 14	368 801 535	6	08 32	302 172 616	6
16 30	368 738 791	6	09 22	302 060 946	6
			09 38	302 033 480	3
	3.VIII 1975		09 54	302 000 187	3
09 06	364 732 001	6	10 10	301 967 071	3
09 28	364 042 890	3	10 24	301 938 242	3
09 52	364 545 922	3	10 38	301 909 547	3
10 12	364 405 368	3	10 52	301 880 990	3
10 32	364 385 055	3	11 40	301 784 114	6
11 02	364 265 042	3	12 04	301 736 266	6
11 20	364 193 313	3	13 12	301 602 693	3
11 40	364 113 853	3	13 26	301 575 536	3
11 58	364 042 559	3	14 04	301 502 349	3
12 46	363 853 456	3	14 18	301 475 563	3
13 18	363 728 189	3	14 32	301 448 866	3
13 50	363 003 530	3	14 52	301 410 871	3
15 02	363 325 067	6	15 28	301 342 837	3
15 36	363 194 401	6			
15 54	363 125 413	6		30.VIII 1975	
16 10	363 064 172	6	13 00	287 128 002	6
16 44	362 934 284	6	13 18	287 139 564	6
			13 32	287 148 662	6
	10.VIII 1975		14 28	287 185 738	3
14 18	327 621 360	6	14 42	287 195 150	3
				31.VIII 1975	
	16.VIII 1975				
11 58	304 805 599	6	09 00	287 849 726	6

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
1	2	3	1	2	3
10 02	287 893 832	6	11 20	323 149 784	4
10 42	287 923 715	6	11 36	323 197 961	4
			12 04	323 282 529	4
	6.IX 1975		12 20	323 330 985	4
09 46	298 875 609	6			
10 00	298 901 688	6		14.IX 1975	
10 32	298 961 777	6	08 14	326 857 137	8
10 58	299 011 074	6	08 30	326 905 748	8
11 12	299 037 781	6	08 46	326 954 523	8
12 40	299 207 987	3	09 02	327 003 465	8
13 02	299 251 074	3	09 18	327 052 561	4
13 18	299 282 514	3	09 34	327 101 828	4
13 50	299 345 619	3	09 50	327 151 247	4
			10 44	327 319 130	4
	7.IX 1975		11 00	327 369 168	4
08 22	301 448 822	3	11 16	327 419 334	4
08 44	301 492 423	3	11 32	327 469 615	4
08 58	301 520 343	3	11 48	327 520 005	4
09 14	301 552 413	3	12 24	327 663 736	8
09 30	301 584 658	3	12 40	327 684 424	8
09 46	301 617 079	3	13 00	327 747 875	8
10 02	301 649 664	3	13 16	327 798 700	8
10 46	301 740 114	3			
11 00	301 769 138	3		21.IX 1975	
11 16	301 802 445	3	06 02	360 948 822	8
11 32	301 835 904	6	06 22	361 023 752	8
			06 40	361 091 396	8
	13.IX 1975		06 58	361 159 243	8
08 48	322 698 926	8	07 18	361 234 864	8
09 04	322 745 730	8	07 54	361 371 631	4
09 22	322 798 580	8	08 12	361 440 318	4
09 40	322 851 633	8	08 30	361 509 209	4
09 58	322 904 887	4	08 48	361 578 297	4
10 14	322 952 387	4	09 24	361 717 053	4
10 32	323 005 992	4	10 50	362 051 347	8
10 48	323 053 793	4	11 08	362 121 754	8

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
1	2	3	1	2	3
11 26	302 192 289	8	06 02	482 005 965	8
11 42	362 255 081	8	06 24	482 112 589	8
11 58	362 317 958	8	06 46	482 219 500	8
			07 38	482 473 322	8
	27.IX 1975		08 00	482 581 183	8
11 50	397 355 647	8	09 26	483 005 327	4
12 08	397 434 915	8	09 46	483 104 484	4
12 28	397 523 067	8	10 18	483 263 485	4
12 46	397 602 458	8	10 46	483 402 919	8
			11 06	483 502 670	8
	28.IX 1975		11 26	483 602 523	8
05 02	401 781 313	8	12 20	483 872 511	8
05 20	401 858 023	8			
05 44	401 960 579	8		11.X 1975	
06 20	402 115 038	8	10 14	490 280 831	8
06 40	402 201 192	8	10 48	490 451 178	8
06 58	402 278 928	8	11 10	490 561 594	8
07 18	402 365 535	8	11 32	490 672 129	8
07 36	402 443 692	4	11 54	490 782 761	8
08 32	402 688 084	4	12 14	490 883 395	8
08 50	402 767 030	4			
09 10	402 854 961	4		20.X 1975	
09 28	402 934 279	8	10 26	555 309 511	15
12 26	403 725 912	8	10 52	555 445 151	15
12 46	403 815 394	8	11 46	555 727 392	15
			12 20	555 905 329	15
	10.X 1975				
05 36	481 880 315	8			

астрономическая единица а. е. = 149 597 900 км,

радиус Венеры R_V = 6050 км,

номинальное значение частоты радиолокатора $f_0 = 768\,719\,220$ Гц.

Астрономические координаты антенны радиолокатора [2]:

северная широта $\varphi = 45^\circ 10'$,

Таблица 2

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
1	2	3	1	2	3
			11 42	-55 621,83	0,06
	26.VI 1975		12 08	-55 411,71	0,06
15 34	-70 642,32	0,50	12 26	-55 266,60	0,06
			12 44	-55 122,80	0,06
	27.VI 1975		13 02	-54 981,11	0,06
16 36	-70 208,76	0,50	13 20	-54 842,18	0,06
			13 38	-54 700,98	0,12
	9.VII 1975		15 02	-54 145,56	0,12
13 02	-68 762,70	0,25	15 20	-54 044,23	0,06
13 26	-68 580,30	0,25	15 38	-53 951,00	0,06
13 50	-68 413,21	0,20	15 56	-53 800,30	0,06
14 34	-68 110,51	0,20	16 14	-53 790,60	0,06
15 02	-67 931,83	0,20	16 32	-53 724,22	0,06
15 26	-67 789,69	0,20	16 48	-53 673,28	0,06
15 48	-67 669,69	0,20	17 12	-53 011,75	0,06
17 06	-67 338,67	0,12			
17 30	-67 270,27	0,12		31.VII 1975	
17 52	-67 222,74	0,12	07 48	-56 069,96	0,12
18 14	-67 189,95	0,12	08 06	-55 989,02	0,12
			08 24	-55 899,30	0,06
	10.VII 1975		08 42	-55 801,36	0,06
08 46	-70 041,68	0,12	09 00	-55 095,54	0,06
09 08	-69 949,07	0,12	09 18	-55 582,64	0,06
09 34	-69 823,76	0,12	09 36	-55 403,03	0,06
09 56	-69 705,58	0,12	09 54	-55 337,57	0,06
15 50	-67 321,09	0,12	10 12	-55 206,74	0,12
17 22	-66 954,47	0,12	10 30	-55 071,53	0,12
17 44	-66 902,08	0,12	11 20	-54 678,41	0,12
18 12	-66 856,80	0,12	11 58	-54 370,55	0,06
18 34	-66 838,29	0,12	12 16	-54 224,55	0,06
			12 34	-54 079,51	0,06
	30.VII 1975		12 56	-53 904,67	0,12
09 22	-56 666,88	0,12	13 16	-53 749,16	0,06
09 50	-56 436,97	0,06	13 34	-53 613,03	0,06
10 14	-56 307,30	0,06	14 40	-53 156,98	0,06
11 00	-55 909,66	0,06	14 58	-53 047,31	0,06

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
1	2	3	1	2	3
15 20	-52 891,73	0,06	15 02	-49 327,71	0,06
15 58	-52 738,54	0,06	15 18	-49 240,39	0,06
16 34	-52 000,71	0,06	15 36	-49 150,01	0,06
16 52	-52 540,28	0,06	15 54	-49 068,54	0,06
17 10	-52 501,89	0,06	16 10	-49 003,85	0,06
			16 44	-48 891,81	0,06
2.VIII 1975					
13 26	-51 261,01	0,12			10.VIII 1975
13 50	-51 084,11	0,06	14 18	-38 791,94	0,06
14 08	-50 957,67	0,06			
14 26	-50 837,11	0,12			16.VIII 1975
14 54	-50 663,07	0,12	11 32	-27 987,92	0,12
15 12	-50 560,77	0,12	11 58	-27 763,64	0,06
15 38	-50 427,52	0,12	12 14	-27 629,02	0,06
15 56	-50 345,90	0,06	12 52	-27 323,11	0,12
16 14	-50 273,39	0,06	13 18	-27 127,90	0,06
16 30	-50 217,11	0,06	14 18	-26 733,16	0,06
16 46	-50 168,48	0,12	14 34	-26 043,00	0,06
			14 58	-26 521,07	0,06
3.VIII 1975					
08 48	-52 114,67	0,12	15 14	-26 449,02	0,06
09 06	-51 999,97	0,06	15 30	-26 384,59	0,06
09 28	-51 850,80	0,06	15 50	-26 315,28	0,06
09 52	-51 678,12	0,06	16 06	-26 268,79	0,06
10 12	-51 527,48	0,06			17.VIII 1975
10 32	-51 371,81	0,06	08 32	-27 279,82	0,06
11 02	-51 131,18	0,06	09 22	-26 867,21	0,06
11 20	-50 983,99	0,06	09 38	-26 728,90	0,06
11 40	-50 819,26	0,06	09 54	-26 588,51	0,06
11 58	-50 670,80	0,06	10 10	-26 446,60	0,06
12 46	-50 280,15	0,06	10 24	-26 321,60	0,06
13 18	-50 029,78	0,06	10 38	-26 196,26	0,06
13 50	-49 792,66	0,06	10 52	-26 070,95	0,06
14 06	-49 680,34	0,06	11 10	-25 910,47	0,12
14 24	-49 559,63	0,06	11 26	-25 769,19	0,12
14 44	-49 433,49	0,06	11 40	-25 646,96	0,06

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
1	2	3	1	2	3
12 04	-25 441,69	0,06	12 26	24 964,49	0,12
12 56	-25 023,12	0,12	12 40	25 037,94	0,06
13 12	-24 903,72	0,06	13 02	25 141,96	0,06
13 26	-24 803,42	0,06	13 18	25 208,61	0,06
13 42	-24 694,06	0,12	13 50	25 318,37	0,06
14 04	-24 553,66	0,06			
14 18	-24 470,63	0,06		7.IX 1975	
14 32	-24 392,89	0,06	06 42	24 436,45	0,12
14 52	-24 291,28	0,06	07 24	24 786,09	0,12
15 14	-24 192,93	0,06	07 52	25 028,74	0,12
15 28	-24 137,96	0,06	08 06	25 151,92	0,12
			08 22	25 293,26	0,06
	30.VIII 1975		08 44	25 488,06	0,06
12 28	7 983,06	0,12	08 58	25 611,55	0,06
13 00	8 185,13	0,06	09 14	25 751,70	0,06
13 18	8 286,63	0,06	09 30	25 890,24	0,06
13 32	8 359,26	0,06	09 46	26 026,61	0,06
14 28	8 591,27	0,06	10 02	26 160,26	0,06
14 42	8 634,03	0,06	10 32	26 401,78	0,12
			10 46	26 509,43	0,06
	31.VIII 1975		11 00	26 613,64	0,06
08 36	8 613,13	0,12	11 16	26 727,98	0,06
09 00	8 831,53	0,06	11 32	26 836,80	0,06
09 34	9 141,91	0,12	12 10	27 070,95	0,12
10 02	9 394,84	0,06	12 28	27 168,48	0,12
10 42	9 745,44	0,06			
			13.IX 1975		
	6.IX 1975		07 50	36 918,61	0,12
09 30	23 670,31	0,12	08 32	37 276,57	0,12
09 46	23 808,25	0,06	08 48	37 411,22	0,12
10 00	23 926,89	0,06	09 04	37 544,44	0,12
10 32	24 188,83	0,06	09 22	37 691,24	0,12
10 58	24 389,90	0,06	09 40	37 834,61	0,12
11 12	24 492,99	0,06	09 58	37 973,50	0,12
11 26	24 592,13	0,12	10 14	38 092,65	0,12
12 12	24 885,74	0,12	10 32	38 221,41	0,12

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
1	2	3	1	2	3
10 48	38 330,25	0,12	06 40	48 219,02	0,12
11 04	38 433,63	0,12	06 58	48 363,33	0,12
11 20	38 530,90	0,12	07 18	48 525,27	0,12
11 36	38 622,08	0,12	07 36	48 671,49	0,12
12 04	38 765,30	0,12	07 54	48 817,39	0,12
12 20	38 837,38	0,12	08 12	48 962,33	0,12
12 36	38 901,99	0,12	08 30	49 105,21	0,12
13 18	39 034,51	0,12	08 48	49 245,41	0,12
			09 24	49 514,39	0,12
	14.IX 1975		09 54	49 723,47	0,12
07 42	38 583,42	0,12	10 12	49 840,91	0,12
07 58	38 719,18	0,12	10 50	50 066,11	0,12
08 14	38 854,84	0,12	11 08	50 160,63	0,12
08 30	38 989,82	0,12	11 26	50 246,68	0,12
08 46	39 123,50	0,12	11 42	50 315,69	0,12
09 02	39 255,49	0,12	11 58	50 377,39	0,12
09 18	39 385,18	0,12			
09 34	39 511,71	0,12		27.IX 1975	
09 50	39 634,93	0,12	11 24	56 304,93	0,12
10 28	39 910,63	0,12	11 50	56 395,82	0,12
10 44	40 018,62	0,12	12 08	56 447,02	0,12
11 00	40 121,02	0,12	12 28	56 492,20	0,12
11 16	40 217,48	0,12	12 46	56 522,16	0,12
11 32	40 307,61	0,12			
11 48	40 391,06	0,12		28.IX 1975	
12 08	40 485,51	0,12	04 26	54 308,95	0,12
12 24	40 552,83	0,12	04 44	54 421,37	0,12
12 40	40 612,56	0,12	05 02	54 539,77	0,12
13 00	40 676,32	0,12	05 20	54 603,74	0,12
13 16	40 718,36	0,12	05 44	54 830,29	0,12
			06 20	55 107,04	0,12
	21.IX 1975		06 40	55 201,60	0,12
05 22	47 628,97	0,12	06 58	55 402,17	0,12
05 42	47 772,81	0,12	07 18	55 558,92	0,12
06 02	47 922,58	0,12	07 36	55 699,03	0,12
06 22	48 076,90	0,12	07 54	55 839,20	0,12

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
1	2	3	1	2	3
08 12	55 970,68	0,12	10 46	63 860,73	0,12
08 32	56 126,03	0,12	11 06	63 934,40	0,12
08 50	56 256,72	0,12	12 20	64 104,12	0,12
09 10	56 390,68	0,12			
09 28	56 517,27	0,12		11.Х 1975	
11 48	57 209,12	0,12	09 52	64 003,49	0,12
12 08	57 204,41	0,12	10 14	64 114,00	0,12
12 26	57 303,58	0,12	10 48	64 260,75	0,12
12 46	57 335,31	0,12	11 10	64 338,84	0,12
			11 32	64 402,91	0,12
	10.Х 1975		11 54	64 452,31	0,12
05 36	61 822,41	0,12	12 14	64 484,37	0,12
06 02	62 012,59	0,12	12 34	64 503,82	0,12
06 24	62 170,94	0,12			
06 46	62 342,89	0,12		20.Х 1975	
07 38	62 732,90	0,12	10 00	66 673,22	0,12
08 00	62 893,49	0,12	10 26	66 789,02	0,25
08 20	63 035,56	0,12	10 52	66 886,53	0,25
09 26	63 462,71	0,12	11 14	66 954,21	0,12
09 46	63 576,30	0,12	11 46	67 026,69	0,25
10 18	63 739,29	0,12	12 20	67 068,99	0,25

восточная долгота $\lambda = 33^\circ 15'$, чему соответствует $\rho \sin \varphi' = 0,70567$, $\rho \cos \varphi' = 0,70616$, где φ' — геоцентрическая широта, а ρ — геоцентрическое расстояние.

Расчетные значения времени запаздывания и доплеровской поправки вводились в аппаратуру радиолокатора для уменьшения интервалов поиска истинных значений, увеличения времени усреднения и упрощения процедуры обработки отраженных сигналов [1, 3].

Отклонения измеренных значений времени запаздывания от расчетных в зависимости от даты наблюдений в 1975 г. показаны на рис. 1 (кривая 4). По оси абсцисс отложено время наблюдений в сутках относительно нижнего соединения Венеры. На этом же рисунке приведены отклонения измеренных значений времени запаздывания от расчетных и для низких соединений Венеры в 1969 (кривая 1),

в 1970 г. (кривая 2), в 1972 г. (кривая 3). Расчетные значения для всех показанных соединений вычислялись по единой методике. Анализ

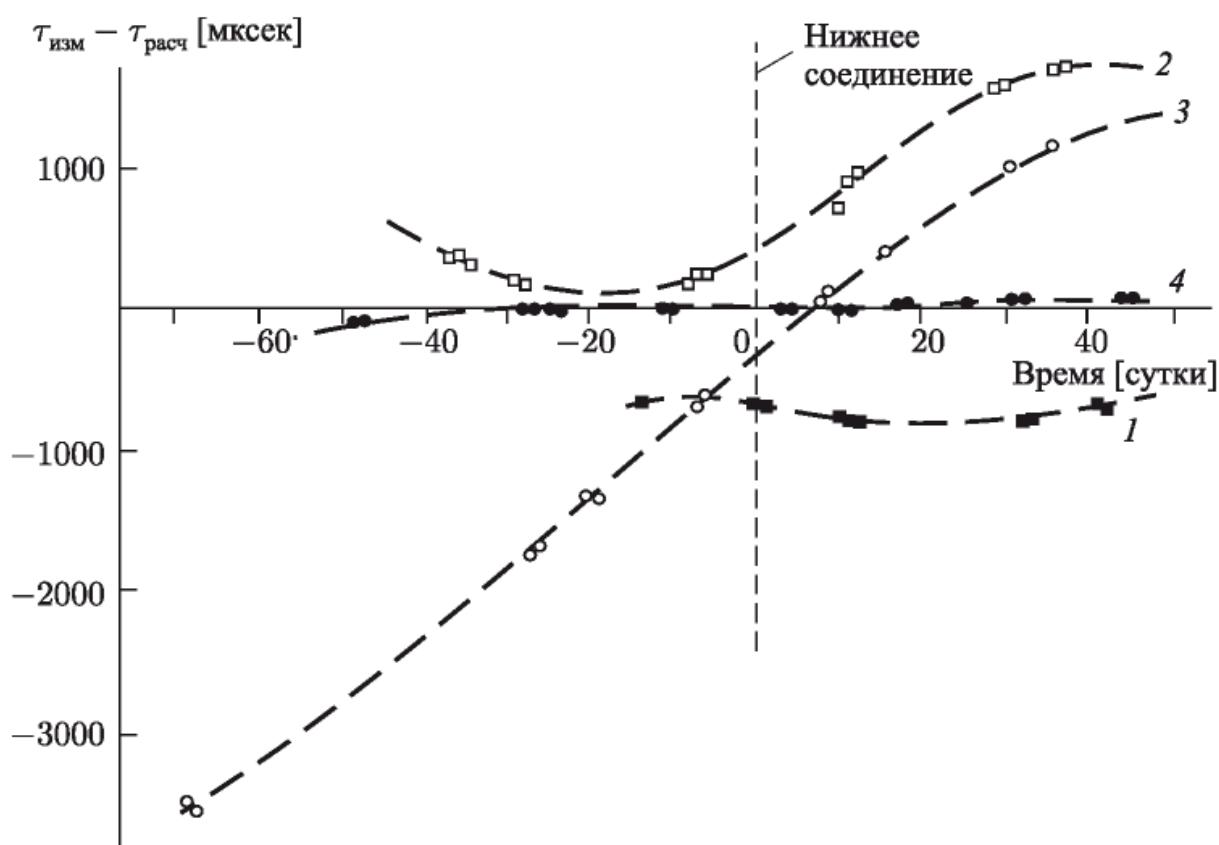


Рис. 1. Отклонения измеренных значений запаздывания отраженных Венерой сигналов от расчетных. 1 — 1969 г.; 2 — 1970; 3 — 1972 г.; 4 — 1975 г.

приведенных данных показывает, что разности между измеренными и расчетными значениями времени запаздывания для Венеры имеют различную зависимость от времени в разные соединения и достигают 3500 мксек, что в пересчете на расстояние от Земли до Венеры составляет 500 км. Наличие таких погрешностей в прогнозировании положения Венеры относительно Земли на основе существующей теории движения планет при отсутствии радиолокационных измерений могло бы существенно затруднить успешное выполнение заключительных этапов полета автоматических межпланетных станций к Венере, посадки на ее поверхность и выведение искусственных спутников Венеры.

Авторы выражают благодарность Р. А. Андрееву, С. М. Барабошкину, В. Г. Белозерскому, В. А. Горецкой, Н. Ф. Жуку, М. Т. Кравчуку, С. Ф. Лобзову, А. Г. Мелихову, А. С. Палатову, И. В. Почекиной, Б. З. Соколину, А. Т. Тагаевскому, Ю. В. Филину, А. В. Францессону, а также сотрудникам Центра дальней космической связи, участвовавшим в подготовке и проведении измерений.

Литература

1. Ю. Н. Александров, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, Астрон. ж., 49, 175, 1972.
2. В. А. Котельников и др., Астрон. ж., 50, 836, 1973; см. также Астрон. ж., 50, № 6, 1973 (список опечаток).
3. Ю. Н. Александров, Информационный бюлл. Совета по автоматизации научных исследований АН СССР, № 2, 19, 1970.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТ ЗЕМЛИ И ВЕНЕРЫ, АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ЕДИНИЦЫ И РАДИУСА ВЕНЕРЫ НА ОСНОВЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ВЕНЕРЫ В 1962–1977 гг.

*М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, академик В. А. Котельников, Г. М. Петров,
В. Ф. Тихонов*

Доклады Академии наук СССР. 1978. Том 241, № 5

Радиолокационная планетная астрономия, начало которой было положено в 1961 г. успешной радиолокацией Венеры, накопила большой фактический материал. Его обработка привела к таким известным результатам, как уточнение астрономической единицы, определение параметров собственного вращения Венеры, определение ряда физических характеристик планет и др. С повышением точности радиолокационных наблюдений [1] и увеличением временного интервала, охваченного ими, стало возможным использовать эти наблюдения для уточнения орбит (теорий движения) лоцируемых планет и Земли.

В настоящей статье описывается методика определения планетных орбит на основе радиолокационных наблюдений, разработанная Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций, и приводятся результаты ее применения к обработке измерений, полученных при радиолокации Венеры в СССР и США в 1962–1977 гг.

Для описания движения больших планет используется система дифференциальных уравнений задачи n тел, т. е. чисто гравитационная теория. В качестве тел взяты Солнце, Меркурий, Венера, система Земля–Луна, Марс, Юпитер, Сатурн, Уран. Проведенные оценки показали, что влиянием Нептуна и Плутона в условиях данной задачи можно пренебречь. Система Земля–Луна в этих уравнениях представлена своим центром масс (барицентром). Геоцентрическое движение Луны, знание которого необходимо для перехода от барицентра к центру масс Земли, также описывается дифференциальными уравнениями, в которых учитывается влияние полярного сжатия Земли, притяжение Солнца и планет. Все уравнения составлены в прямоугольных координатах. Используются гелиоцентрическая и геоцентрическая (для Луны) геоэкваториальные координатные системы эпохи 1960.0. Независимым

переменным является эфемеридное время. Интегрирование производится численно методом рекуррентных степенных разложений; при этом прямоугольные координаты планет и Луны представляются на каждом шаге отрезками степенных рядов, коэффициенты которых находятся последовательно по алгоритму [2].

Для оценки ошибки метода интегрирования (при шаге интегрирования и требованиях к точности, выбранных для обработки радиолокационных наблюдений Венеры) были проведены контрольные расчеты на ЭВМ БЭСМ-6 одних и тех же интегральных кривых при прямом и обратном ходе времени. Для исключения ошибок округления расчеты выполнялись с двойным числом разрядов. На интервале в 20 лет для всех планет ошибки в положении не превысили 10 м.

Обработка измерений при определении планетных орбит производится по способу наименьших квадратов итерационным методом. Предварительно все измерения редуцируются с помощью известных соотношений [3, 4] для учета прецессии и нутации земной оси при переходе к эпохе 1960.0. Предусмотрена возможность совместной обработки как радиолокационных наблюдений планет, так и оптических наблюдений планет и Солнца, а также измерений параметров движения искусственных спутников планет наземными радиотехническими средствами.

Описанная методика была применена для определения орбит Венеры и Земли. Исходная измерительная информация включала значения времени запаздывания отраженного сигнала, полученные Институтом радиотехники и электроники АН СССР в 1962–1977 гг. [5, 6] (884 измерения), Аресибской ионосферной обсерваторией (Пуэрто-Рико) в 1964–1965 гг. [7] (71 измерение) и Лабораторией реактивного движения США в 1967 г. [8] (15 измерений), а также оптические измерения угловых координат Венеры и Солнца, выполненные Николаевской обсерваторией АН СССР в 1972–1975 гг. [9] (1889 измерений) и Морской обсерваторией США в 1960–1972 гг. [10] (3598 измерений). Кроме того, при оценке полученных результатов использовались радиотехнические измерения дальностей «Венера-9» и «Венера-10» (306 измерений). Расчеты проводились при значениях масс планет и Луны, приведенных в табл. 1. При переводе астрономической единицы из световых секунд в километры скорость света принималась 299 792,5 км/сек.

Определяемыми параметрами были оскулирующие элементы гелиоцентрических орбит барицентра системы Земля–Луна и Венеры, астрономическая единица \mathcal{A} и радиус Венеры R_V . Для начала итерационного процесса определения орбит барицентра и Венеры и для описания движения остальных планет и Луны на интервале интегрирования использовались начальные условия, вычисленные по данным [11]. В качестве критерия точности полученного решения была выбрана разность фактического τ_{ϕ} и расчетного τ_p времени запаздывания отраженного от поверхности Венеры сигнала как наиболее точная непосредственно

Таблица 1.

Планета	μ	Планета	μ
Земля–Луна	328900,1	Юпитер	1047,355
Венера	408522,7	Сатурн	3501,6
Меркурий	5972000	Уран	22869
Марс	3098720		

Примечание. μ — отношение массы Солнца к массе планеты. Отношение массы Земли к массе Луны 81,301.

экспериментально определяемая характеристика движения Венеры относительно Земли.

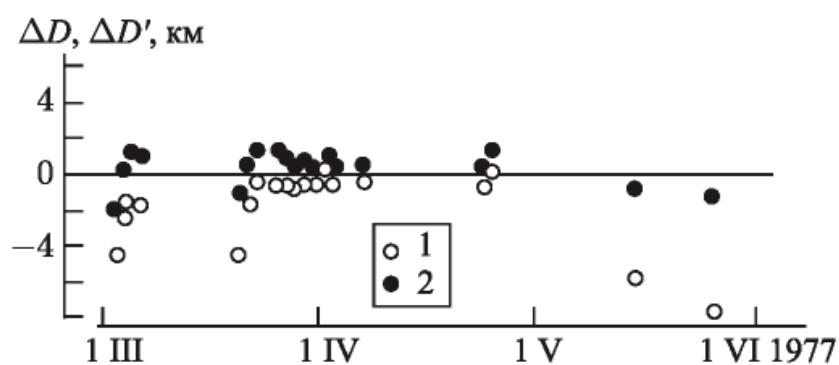


Рис. 1. Отклонения измеренных в 1977 г. дальностей до Венеры от прогноза, рассчитанного для двух вариантов: 1 — при уточнении только элементов орбит системы Земля–Луна и Венера, 2 — при совместном уточнении элементов орбит, радиуса Венеры и астрономической единицы

В первом варианте были обработаны все радиолокационные и оптические измерения 1960–1975 гг. с определением 12 неизвестных элементов орбит барицентра системы Земля–Луна и Венера и рассчитан прогноз движения Земли и Венеры на 1977 г. Астрономическая единица и радиус Венеры не уточнялись. Их значения были приняты равными: $A = 149\,597\,890,5$ км (499,004 7800 световых секунд), $R_V = 6050$ км. Результаты сравнения прогноза и данных радиолокации Венеры в 1977 г. представлены на рис. 1, где разность $\Delta\tau = \tau_{\phi} - \tau_p$ пересчитана в разность дальностей ΔD . На межном интервале среднеквадратические значения разности дальностей $\sigma_{\Delta D}$ монотонно уменьшаются от 12 км в 1962 г. до 1,7 км в 1975 г., что отражает повышение точности радиолокационных наблюдений. Среднеквадратические отклонения оптических измерений от полученного решения на межном интервале практически не изменяются и составляют 0'', 6–1'', 2. При пересчете в координаты планет эти отклонения в среднем превышают $\sigma_{\Delta D}$ в 50–300 раз.

Характер изменения отклонений ΔD со временем показывает, что они могут быть уменьшены соответствующими изменениями астроно-

мической единицы и радиуса Венеры. Поэтому во втором варианте обработки параметры A и R_V были включены в число неизвестных. Полученные результаты приведены в табл. 2. Так как радиолокационные наблюдения в основном охватывают полосу широт на поверхности Венеры в пределах $\pm 20^\circ$ и интервал долгот около 140° , то уточненное значение R_V следует считать средним радиусом Венеры для этой области. Точность полученного решения характеризуется отклонениями $\Delta D'$ измеренных дальностей от прогнозируемых, показанными на рис. 1. На всем трехмесячном интервале наблюдений эти отклонения не превосходят 2 км и в значительной мере обусловлены влиянием рельефа Венеры [12]. Как и следовало ожидать, включение на окончательном этапе обработки радиолокационных наблюдений Венеры в 1977 г. в исходную измерительную информацию практически не изменило данных табл. 2.

Таблица 2.

Эпоха $t_0 = \text{JD} 2\,440\,000.5 = 24 \text{ V } 1968, 0^{\text{h}}\text{ET}$		
Элементы	Земля–Луна	Венера
Большая полуось a , астр. ед.	0,999 982 797	0,723 328 141
Эксцентриситет e	0,016 752 728	0,006 757 532
Аргумент перигелия ω , рад	1,783 278 865	2,162 783 367
Наклонение i , рад	0,409 162 897	0,426 892 105
Долгота восходящего узла Ω , рад	0,000 001 235	0,139 360 110
Время прохождения через узел t_Ω	JD 2 440 122 595 125 02	JD 2 439 976.981 049 3

Примечания. Астрономическая единица $A = 149\,597\,888,9 \text{ км} \pm 0,7 \text{ км} (499,004\,774\,6 \pm 0,000\,002\,2 \text{ световых секунд})$, радиус Венеры $R_V = 6\,052,3 \text{ км} \pm 0,3 \text{ км}$. Приведенные среднеквадратичные ошибки являются формальными, полученными по внутренней сходимости при обработке измерений.

Было проведено также сравнение измеренных радиотехническим дальномером R_ϕ и расчетных R_p дальностей искусственных спутников «Венера-9» и «Венера-10» от точки наблюдения на Земле. Афродитоцентрические орбиты спутников определяли по радиальным скоростям с использованием данных табл. 2. На рис. 2 показаны разности $\Delta R = R_\phi - R_p$ на интервале в 7 месяцев, охватывающем участки орбит Земли и Венеры между нижним и верхним соединениями. Так как значения R_p содержат по сравнению с τ_p дополнительные ошибки определения орбит спутников, то, естественно, разности ΔR превышают величины $\Delta D'$. Однако и они лежат в пределах 20 км. На рис. 2 изображены также разности $\Delta R'$ измеренных и расчетных дальностей для «Венеры-9» и «Венеры-10» при определении их орбит с использованием данных [11].

Отклонения $\Delta D''$ дальностей до Венеры, рассчитанных по данным [11], от полученного решения показаны для 1977–1982 гг. на рис. 3.

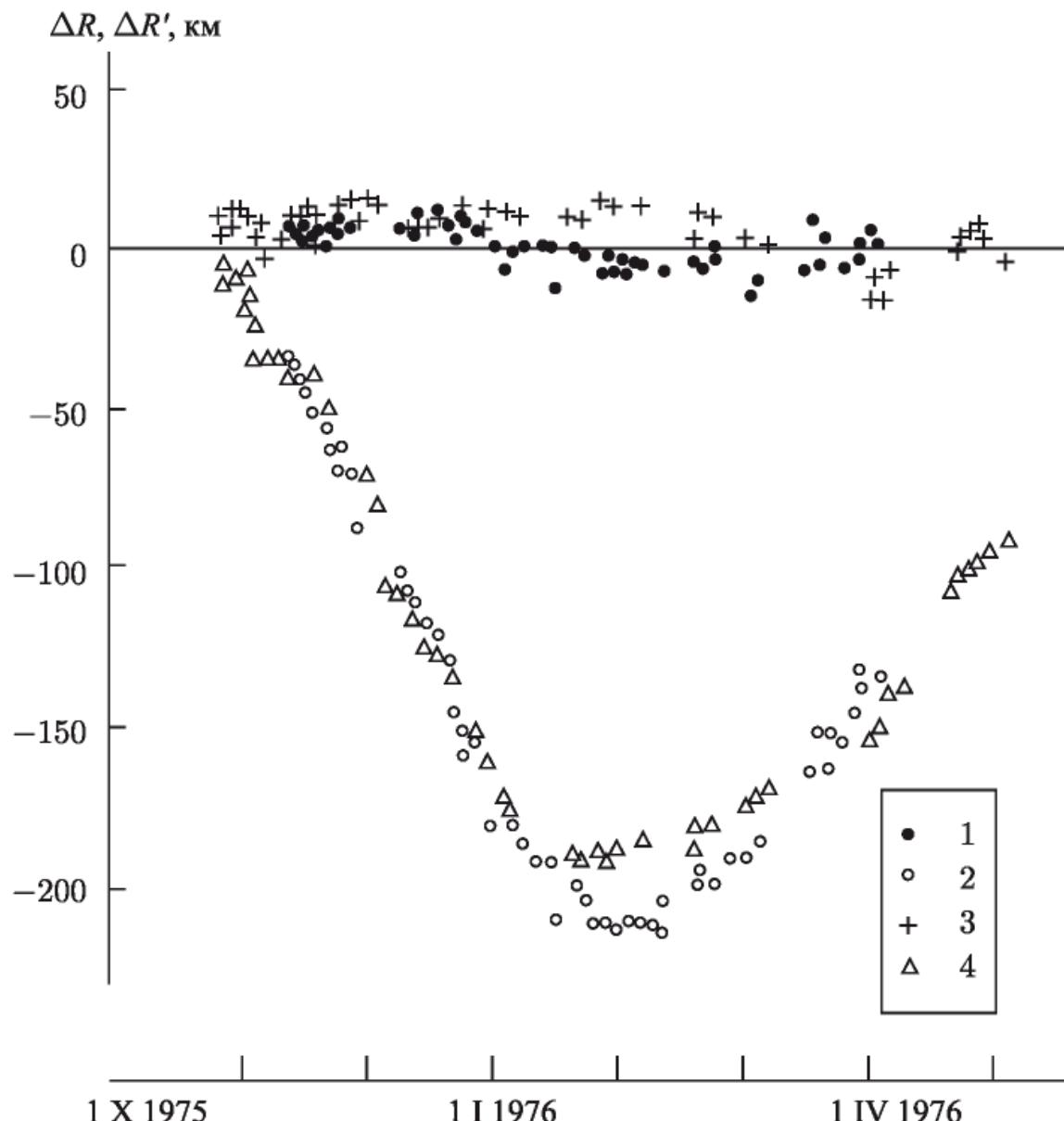


Рис. 2. Отклонения от расчетных значений измеренных расстояний до ИСВ «Венера-9» (1, 2) и «Венера-10» (3, 4) для двух вариантов определения орбит планет Венеры и Земли: 1, 3 — по уточненным в работе орбитам планет; 2, 4 — по орбитам: планет, вычисленным с использованием данных [11]

Величины $\Delta D''$ и $\Delta R'$ характеризуют ошибки классических теорий движения Земли и Венеры; на рассматриваемом интервале времени они доходят до 500 км. Аналогичные результаты получены при обработке радиолокационных наблюдений Венеры и Институте прикладной математики АН СССР [12].

Резюмируя, отметим, что в задачах, связанных с обеспечением полетов к Венере, целесообразно вместо классических теорий движения Земли и Венеры использовать орбиты, определенные на основе радиолокационных наблюдений Венеры. Систематическое накопление и обработка новой радиолокационной информации позволит по мере необходимости уточнять эти орбиты.

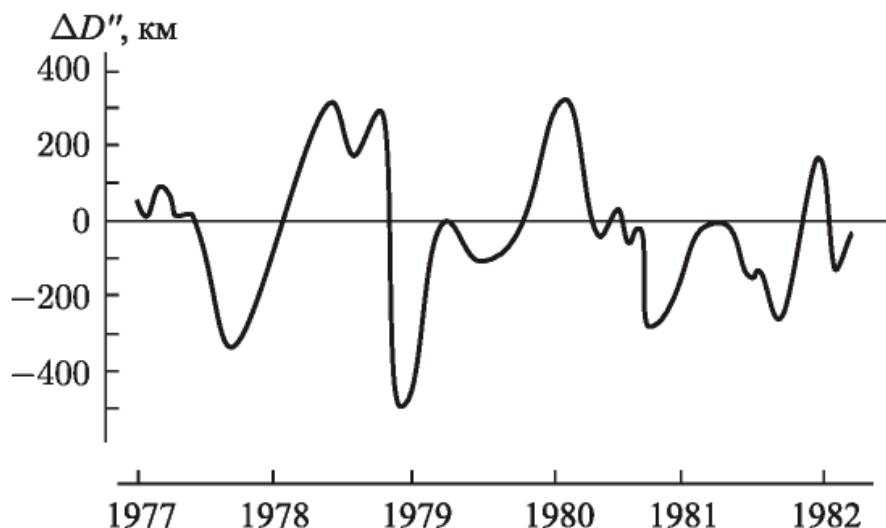


Рис. 3. Отклонения гелиоцентрических расстояний $\Delta D''$ Венеры и Земли, вычисленных с использованием данных [11], от прогнозируемых расстояний, полученных по уточненным в работе орбитам планет

Авторы выражают благодарность всем участникам работ по радиолокации Венеры на Центре дальней космической связи.

Институт радиотехники
и электроники Академии наук СССР,
Москва

Поступило 19 IV 1978

Литература

1. Ю. Н. Александров, Б. И. Кузнецов и др., Астрон. журн., т. 49, 175 (1972).
2. J. F. Steffensen, Kong. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys., Med., v. 30, 18 (1956).
3. Н. И. Идельсон, Редукционные вычисления в астрономии, Приложение к астрономическому ежегоднику СССР на 1941 год.
4. E. W. Woolard, Astron. Papers, v. 15, Part I, Washington, 1953.
5. В. А. Котельников и др., Астрон. журн., т. 50, 836 (1973).
6. В. А. Котельников и др., Астрон. журн., т. 53, 1270 (1976).
7. G. H. Pettengill, R. B. Dyce, D. B. Campbell, Astron. J., v. 72, 3 (1967).
8. R. M. Goldstein, Astron. J., v. 73, 9 (1968).
9. О. Т. Маркина, В. П. Ситилев, Склонения Солнца, Меркурия, Венеры, Марса и Юпитера, полученные из наблюдений на вертикальном круге Николаевской обсерватории, Гл. астрономическая обсерватория АН СССР, Николаев, 1975.
10. U.S.N.O. Circ. NN 103, 105, 115, 118, 127, 143.
11. Астрономический ежегодник СССР с приложением, 1960–1980.
12. В. К. Головков, Б. И. Кузнецов и др., Радиотехника и электроника, т. 21, 1801 (1976).
13. Э. А. Аким, В. А. Степаньянц, ДАН, т. 233, 314 (1977).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТ МАРСА И ЗЕМЛИ НА ОСНОВЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ МАРСА В 1964–1971 гг.

*М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, академик В. А. Котельников, Г. М. Петров,
В. Ф. Тихонов*

Доклады Академии наук СССР. 1979. Том 249, № 1

В настоящей статье излагаются результаты очередного этапа исследований, проводимых Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций, по использованию радиолокационных наблюдений внутренних планет для построения высокоточных теорий их движения. Приводятся элементы орбит Марса и Земли, полученные совместной обработкой радиолокационных и оптических наблюдений и существенно улучшающие описание геоцентрического движения Марса по сравнению с классическими теориями. Эти орбиты могут быть использованы для обеспечения полетов к Марсу в ближайшие годы.

Определение орбит Марса и Земли проводилось по методике, примененной при обработке радиолокационных наблюдений Венеры [1]; значения масс планет и Луны были приняты теми же, что и в [1]. Исходная измерительная информация включала значения времени запаздывания отраженного сигнала, полученные в 1964–1971 гг. при радиолокации Марса Аресибской ионосферной обсерваторией (Пуэрто-Рико), Линкольновской лабораторией Массачусетского технологического института США и Институтом радиотехники и электроники АН СССР [2–4], а также оптические измерения угловых координат Марса и Солнца, выполненные в 1960–1975 гг. Николаевской обсерваторией АН СССР и Морской обсерваторией США [5, 6].

В основном варианте обработки определяемыми параметрами являлись 12 элементов гелиоцентрических орбит Марса и барицентра (центра масс) системы Земля–Луна. Астрономическая единица принималась по [1] равной $A = 499,004\,774\,6$ световых секунд ($A = 149\,597\,888,9$ км при скорости света $c = 299\,792,5$ км/с). Среднее значение радиуса Марса R_M для области, ответственной за отражение радиолокационного сигнала в рассматриваемой серии экспериментов (полоса ареографических широт от -23° до $+22^\circ$), было взято равным $R_M = 3394,0$ км. Результаты обработки приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Эпоха $t_0 = \text{JD} 2\,440\,000,5 = 24 \text{ V } 1968, 0^{\text{h}} \text{ET}$		
Элементы орбит	Марс	Земля–Луна
Большая полуось a , астр, ед.	1,523 604 585	0,999 982 740
Эксцентриситет e	0,093 457 820	0,016 752 679
Аргумент перигелия ω , рад	5,798 586 418	1,783 278 315
Наклонение i , рад	0,430 917 343	0,409 163 665
Долгота восходящего узла Ω , рад	0,058 532 156	0,000 002 439
Время прохождения через узел t_Ω	JD 2 439 872,983 814 1	JD 2 440 122,595 354 2

Примечание. Система координат — гелиоцентрическая геоэкваториальная эпохи 1960.0.

На рис. 1 показаны разности фактического τ_ϕ и определенного по данным табл. 1 расчетного τ_p времени запаздывания отраженного от поверхности Марса сигнала, переведенные в разности дальностей $\Delta D = \frac{c}{2}(\tau_\phi - \tau_p)$. Только в начале мерного интервала, когда точность радиолокационных измерений была менее высокой, чем в последующие годы, величины ΔD достигают 25–30 км, на всем же остальном участке они не превышают 10 км. Принимая во внимание особенности рельефа Марса, имеющего перепады высот до 15 км [7], можно считать достигнутое согласование измеренных и расчетных дальностей вполне удовлетворительным.

На рис. 1 показаны также разности $\Delta D' = \frac{c}{2}(\tau_\phi - \tau'_p)$, где τ'_p — время запаздывания отраженного сигнала, вычисленное по данным [8], полученным на основе классических теорий. Величины $\Delta D'$ значительно превышают как ошибки измерений, так и отклонения, обусловленные влиянием рельефа Марса, и характеризуют главным образом ошибки классических теорий движения Марса и Земли. На рассматриваемом интервале эти величины доходят до 80 км.

На рис. 2 приведены для 1972–1982 гг. отклонения $\Delta D''$ геоцентрических дальностей Марса, вычисленных по данным [8], от прогнозируемых дальностей, рассчитанных на основе полученного решения. Значения $\Delta D''$ доходят до 190 км.

Кроме основного, был просчитан дополнительный вариант обработки исходной измерительной информации. В этом варианте в состав определяемых параметров вместе с 12 элементами орбит Марса и барицентра системы Земля–Луна были включены астрономическая единица A и средний радиус Марса R_M . Как и следовало ожидать по характеру отклонений ΔD (см. рис. 1), полученные значения параметров A и R_M практически не изменились по сравнению с принятыми в основном варианте.

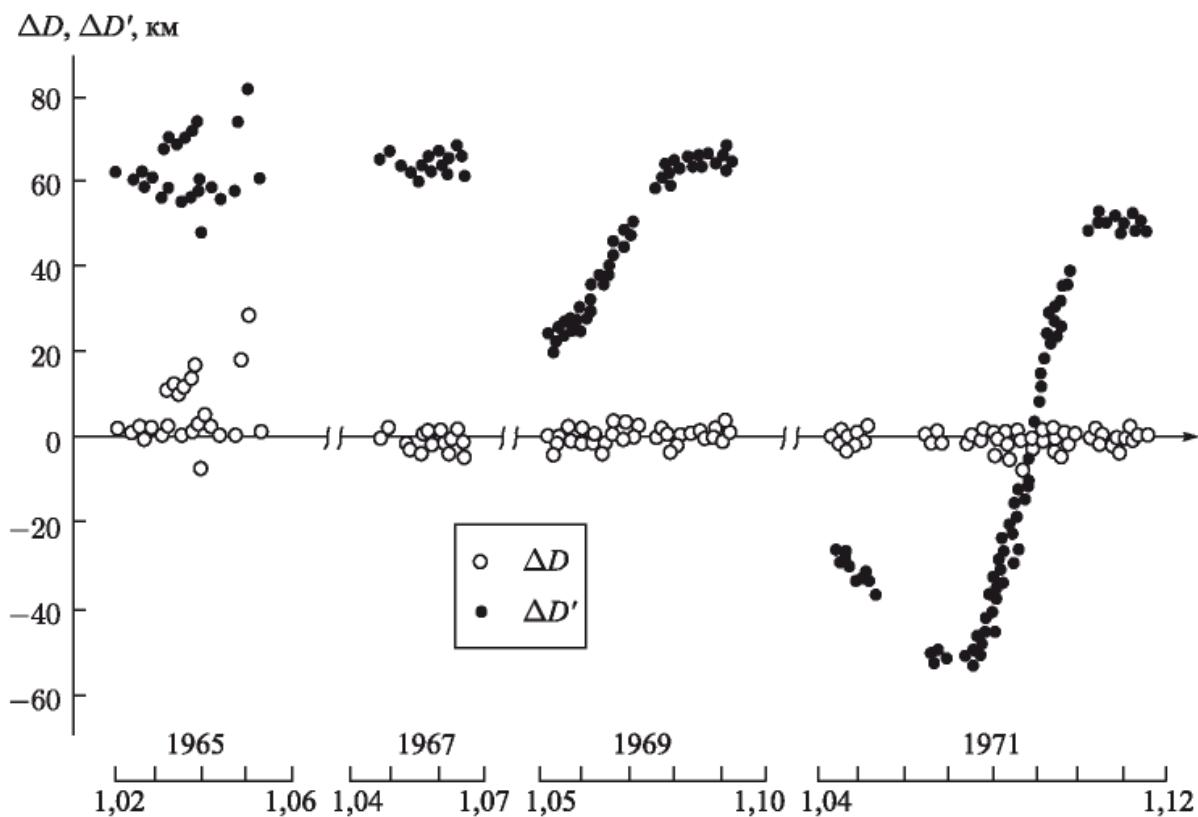


Рис. 1. Отклонения измеренных дальностей до Марса от расчетных значений, вычисленных для двух вариантов: ΔD — по орбитам Марса и Земли, полученным авторами статьи, $\Delta D'$ — по данным [8], основанным на классических теориях движения этих планет

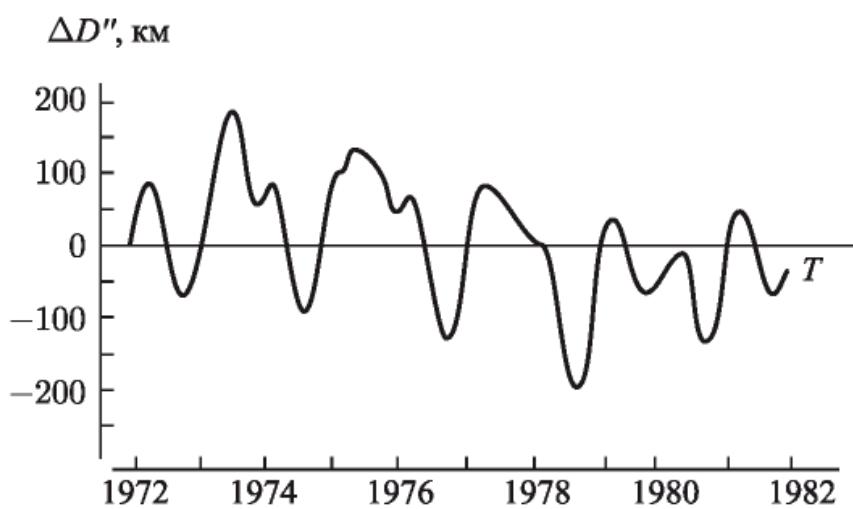


Рис. 2. Отклонения геоцентрических дальностей Марса, вычисленных по данным [8], от значений, рассчитанных по данным настоящей работы

Элементы орбиты барицентра системы Земля–Луна, приведенные в табл. 1, хорошо совпадают с элементами, полученными на основе радиолокационных наблюдений Венеры [1]: различия не выходят за пределы, допускаемые формальными оценками ошибок их определения. Исключение составляет только большая полуось a , для которой это различие равно $6 \cdot 10^{-8}$ астр. ед. Последнее, как показал предваритель-

ный анализ, может быть в некоторой мере объяснено релятивистскими эффектами в движении планет и распространении света, которые не полностью компенсируются соответствующими изменениями параметров ньютоновой модели [9] и проявляются при обработке радиолокационных наблюдений Венеры сильнее, чем при обработке наблюдений Марса.

Авторы выражают благодарность всем участникам работ по радиолокации Марса.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР, Москва

Поступило 24 VII 1991

Литература

1. М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка и др., ДАН, т. 241, 1046 (1978).
2. R. B. Dyce, G. H. Pettengill, A. D. Sancher, Astron. J., v. 72, 771 (1967).
3. G. H. Pettengill, C. C. Counselman et al., ibid, v. 74, 461 (1969).
4. A. E. E. Rogers, G. H. Pettengill et al., Radar Studies of Mars, Lincoln Laboratory Report, 1970.
5. О. Т. Маркина, В. П. Ситилев, Склонения Солнца, Меркурия, Венеры, Марса и Юпитера, полученные на вертикальном круге Николаевской обсерватории, Гл. астроном. обсерв. АН СССР, Николаев, 1975.
6. U.S.N.O. Circ. №№ 103, 105, 115, 118, 127, 143.
7. G. H. Pettengill, A. E. Rogers, I. I. Shapiro, Science, v. 174, № 4016 (1971).
8. Астрономический ежегодник СССР с приложением, 1960–1975.
9. В. А. Брумберг, Релятивистская небесная механика, М., «Наука», 1972.

РЕЗУЛЬТАТЫ АСТРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ РАДИОЛОКАЦИИ ВЕНЕРЫ В 1977 г.

*В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, В. К. Головков, В. М. Дубровин,
А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, А. А. Крымов, Ю. К. Наумкин, Г. М. Петров,
О. Н. Ржига, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской*

Астрономический журнал. 1979. Том 56. Вып. 2

Представлены результаты измерений времени запаздывания и поправки на доплеровское смещение частоты (доплеровской поправки), полученные в Институте радиотехники и электроники АН СССР при радиолокационных наблюдениях Венеры в 1977 г. Показано, что фактические положения Венеры в 1977 г. оказались на 20–115 км ниже расчетных на интервале наблюдений.

The results of astrometric measurements obtained in the radar observations of Venus in 1977, by V. A. Kotel'nikov, Yu. N. Aleksandrov, V. K. Golovkov, V. M. Dubrovin, A. L. Zajtsev, V. I. Kaevitser, A. A. Krymov, Yu. K. Naumkin, G. M. Petrov, O. N. Rzhiga, A. F. Khasyanov, A. M. Shakhovskoj. — The results of measurements of the time delay and of the correction for the Doppler frequency shift (the Doppler correction), obtained by the Institute of radio engineering and electronics of the Academy of Sciences of the U.S.S.R. in the radar observations of Venus in 1977, are presented. The real positions of Venus at the time interval of observations are shown to be 20–115 km smaller than the calculated ones.

В настоящей статье представлены результаты радиолокационных наблюдений Венеры, выполненных в течение марта–мая 1977 г. Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом других организаций. Излучение зондирующих сигналов и прием отраженных сигналов осуществлялись одной и той же антенной на волне 39 см.

Цель этого эксперимента — измерение времени запаздывания отраженных сигналов и поправки на доплеровское смещение частоты (доплеровской поправки). Методика радиолокационных наблюдений аналогична использовавшейся ранее [1], за исключением процедуры компенсации прогнозируемого (расчетного) доплеровского смещения, полное значение которого в 1977 г. вводилось в частоту передатчика в соответствии с формулой (9) из [1]. Для этого использовался

Таблица 1. Время запаздывания при радиолокации Венеры в 1977 г.

Время излучения, UTC, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, UTC, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
1.03.1977					
17 36	426 492 368	500	15 24	324 351 596	32
17 56	426 403 149	500	15 52	324 268 293	6
2.03.1977					
16 14	420 282 913	31	08 56	321 138 188	3
17 26	419 964 567	16	09 12	321 089 192	3
17 48	419 867 472	16	09 28	321 040 340	3
18 08	419 779 249	16	09 44	320 991 644	3
3.03.1977					
14 54	414 130 473	8	12 08	320 560 571	2
15 14	414 042 365	8	12 26	320 507 617	2
15 34	413 954 425	8	12 42	320 460 713	2
15 54	413 866 623	10	13 04	320 396 471	2
16 48	413 630 286	10	13 36	320 303 530	4
17 20	413 490 547	8	13 52	320 257 263	4
17 42	413 304 577	9	14 08	320 211 130	4
4.03.1977					
14 00	407 934 999	10	14 56	320 073 443	2
14 28	407 812 546	6	15 12	320 027 763	2
14 43	407 725 317	6	15 28	319 982 173	2
15 08	407 638 277	6			
15 26	407 560 090	6	21.03.1977		
15 44	407 482 035	6	14 30	315 975 667	3
16 10	407 369 491	6	14 44	315 937 484	3
5.03.1977					
13 46	401 643 080	6	14 58	315 899 383	3
14 04	401 565 261	6	15 12	315 861 361	3
14 38	401 418 722	6	15 26	315 823 405	2
15 38	401 161 435	6	15 40	315 785 515	2
15 56	401 084 530	6	15 54	315 747 685	2
			16 08	315 709 906	2

Таблица 1 (продолжение)

Время из- лучения, UTC, час, мин	Измеренное время запаз- дывания, мкsec	Средняя квадратич- ная ошибка, мкsec	Время из- лучения, UTC, час, мин	Измеренное время запаз- дывания, мкsec	Средняя квадратич- ная ошибка, мкsec
24.03.1977			14 14	298 353 692	3
14 46	304 669 822	3	27.03.1977		
15 02	304 633 554	3	08 42	296 145 636	3
15 16	304 601 895	3	08 58	296 114 067	3
15 30	304 570 205	2	09 12	296 086 579	3
15 44	304 538 759	2	09 26	296 059 205	2
16 00	304 502 782	2	09 40	296 031 954	2
			09 54	296 004 858	2
25.03.1977			12 10	295 748 358	3
14 28	301 399 705	3	12 24	295 722 640	3
14 44	301 365 938	3	12 38	295 697 042	3
14 58	301 336 477	3	12 52	295 671 562	3
15 12	301 307 086	2	13 06	295 646 191	2
15 26	301 277 762	2	13 20	295 620 934	2
15 40	301 218 494	2	13 34	295 595 780	2
15 54	301 219 282	2	13 58	295 552 898	2
26.03.1977			29.03.1977		
08 56	299 003 265	3	14 48	290 591 063	3
09 10	298 973 300	3	15 02	290 571 009	4
09 24	298 943 454	3	15 16	290 552 226	3
09 38	298 913 735	3	15 30	290 532 894	3
09 52	298 884 144	3	2.04.1977		
11 22	298 697 036	2	12 18	284 238 999	4
11 36	298 668 416	2	12 32	284 229 700	3
11 52	298 635 863	2	12 40	284 220 508	4
12 06	298 607 519	2	13 00	284 211 432	3
12 20	298 579 296	2	13 14	284 202 458	4
12 36	298 547 189	2	13 28	284 193 580	3
12 50	298 519 223	2	13 44	284 183 553	3
13 04	298 491 374	2	13 58	284 174 875	3
13 18	298 463 634	2	14 12	284 166 278	3
13 32	298 435 998	3	14 26	284 157 764	4
13 46	298 408 467	3	14 40	284 149 308	3
14 00	298 381 035	3			

Таблица 1 (продолжение)

Время излучения, UTC, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec	Время излучения, UTC, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкsec	Средняя квадратичная ошибка, мкsec
3.04.1977					
08 48	283 430 525	4	13 10	325 348 043	2
09 04	283 420 984	10	13 28	325 407 876	2
09 18	283 412 778	4	13 44	325 461 117	2
09 32	283 404 711	4	24.04.1977		
09 46	283 396 779	2	09 10	284 166 278	3
12 00	283 327 718	2	09 38	329 323 274	3
12 14	283 321 183	2	09 56	329 383 955	5
12 28	283 314 767	2	11 22	329 676 348	2
12 42	283 308 463	2	11 38	329 731 153	2
12 56	283 302 267	2	11 54	329 786 064	2
13 10	283 296 183	4	12 10	329 841 080	2
13 24	283 290 185	4	12 26	329 896 184	2
13 54	283 277 661	4	12 42	329 951 368	3
13.05.1977					
6.04.1977					
12 24	282 357 971	6	07 12	445 385 190	8
13 00	282 364 769	3	07 36	445 504 195	8
13 14	282 367 587	3	09 10	445 973 520	8
13 28	282 370 496	3	09 30	446 074 005	8
13 52	282 375 684	2	11 30	446 680 584	8
14 06	282 378 818	2	11 52	446 792 313	8
14 20	282 382 014	2	12 16	446 914 311	8
12 38					
23.04.1977					
08 36	324 453 472	8	24.05.1977		
09 10	324 562 209	8	09 18	527 855 925	8
09 46	324 678 157	3	09 40	527 975 238	8
11 56	325 102 967	3	11 40	528 629 207	8
12 12	325 155 801	3	12 04	528 760 451	8

специализированный синтезатор сигналов с программным изменением частоты по закону полинома 3-й степени [2].

Время запаздывания отраженных сигналов измеряется временным интервалом от момента t_1 , когда радиоволны покинули антенну, до момента t_3 , когда они были приняты после отражения в момент t_2 от ближайшего к Земле участка поверхности Венеры.

Доплеровской поправкой является величина, добавляемая к номинальной частоте радиолокатора f_0 в момент излучения t_1 с таким

Таблица 2. Доплеровская поправка при радиолокации Венеры в 1977 г.

Время излучения, UTC, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, UTC, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
			14 38	-55 110,56	0,10
	1.03.1977		15 38	-54 780,10	0,10
15 24	-57 635,18	0,24	15 56	-54 697,51	0,10
15 56	-57 478,31	0,24		19.03.1977	
16 22	-57 370,20	0,24			
			13 56	-38 667,86	0,10
	2.03.1977		15 06	-38 264,91	0,10
15 48	-56 886,82	0,24	15 52	-38 068,13	0,05
16 14	-56 774,15	0,24		20.03.1977	
17 26	-56 561,10	0,24			
17 48	-56 527,01	0,24	08 36	-39 429,38	0,05
18 08	-56 509,06	0,24	08 56	-39 291,77	0,05
			09 12	-39 176,69	0,05
	3.03.1977		09 28	-39 057,65	0,05
14 32	-56 634,26	0,12	09 44	-38 935,09	0,05
14 54	-56 500,07	0,12	11 18	-38 173,30	0,06
15 14	-56 386,73	0,12	11 36	-38 024,98	0,06
15 34	-56 282,37	0,12	11 52	-37 894,03	0,06
15 54	-56 187,64	0,12	12 08	-37 764,45	0,06
16 48	-55 985,27	0,12	12 26	-37 621,06	0,06
17 20	-55 904,98	0,12	12 42	-37 496,30	0,06
17 42	-55 867,78	0,12	13 04	-37 329,88	0,06
			13 20	-37 213,17	0,06
	4.03.1977		13 36	-37 100,84	0,06
13 40	-56 263,70	0,10	13 52	-36 993,14	0,06
14 00	-56 121,66	0,10	14 08	-36 890,60	0,06
14 28	-55 940,16	0,10	14 24	-36 793,61	0,06
14 48	-55 816,69	0,10	15 12	-36 539,44	0,06
15 08	-55 701,30	0,10	15 28	-36 468,14	0,06
15 26	-55 605,03	0,10	15 44	-36 403,97	0,06
15 44	-55 516,39	0,10		21.03.1977	
16 10	-55 403,02	0,10			
			13 32	-35 347,93	0,06
	5.03.1977		13 46	-35 252,86	0,06
13 46	-55 453,72	0,10	14 00	-35 161,64	0,12
14 04	-55 330,05	0,10	14 16	-35 062,65	0,06

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, UTC, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, UTC, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
14 30	-34 980,83	0,05	09 38	-27 138,64	0,05
14 44	-34 903,69	0,05	09 52	-27 021,01	0,05
14 58	-34 831,49	0,05	11 22	-26 250,23	0,05
15 12	-34 764,43	0,05	11 36	-26 131,95	0,05
15 26	-34 702,74	0,05	12 06	-25 883,92	0,05
15 40	-34 646,53	0,05	12 20	-25 771,47	0,05
15 54	-34 595,98	0,05	12 36	-25 646,15	0,05
16 08	-34 551,22	0,05	12 50	-25 539,63	0,05
			13 04	-25 436,38	0,05
	24.03.1977		13 18	-25 336,74	0,05
14 32	-29 155,57	0,06	13 32	-25 240,97	0,05
14 46	-29 082,13	0,05	13 46	-25 149,39	0,05
15 02	-29 004,64	0,05	14 00	-25 062,30	0,06
15 16	-28 942,60	0,05	14 14	-24 979,75	0,06
15 30	-28 886,12	0,05	14 28	-24 902,02	0,06
15 44	-28 835,38	0,05	14 44	-24 819,66	0,06
16 00	-28 784,53	0,05	14 58	-24 753,25	0,06
16 14	-28 746,33	0,06	15 26	-24 637,02	0,06
	25.03.1977			27.03.1977	
14 12	-27 169,43	0,12	08 28	-25 450,47	0,06
14 28	-27 078,96	0,05	08 42	-25 342,53	0,05
14 44	-26 995,15	0,05	08 58	-25 215,53	0,05
14 58	-26 927,40	0,05	09 12	-25 101,80	0,05
15 12	-26 865,12	0,05	09 26	-24 985,81	0,05
15 26	-26 808,43	0,05	09 40	-24 808,06	0,05
15 40	-26 757,45	0,05	09 54	-24 748,83	0,05
15 54	-26 712,33	0,05	11 00	-24 178,52	0,06
16 08	-26 673,08	0,12	11 14	-24 058,23	0,06
			11 28	-23 938,86	0,06
	26.03.1977		11 44	-23 804,30	0,06
08 14	-27 797,89	0,06	12 10	-23 590,90	0,05
08 28	-27 695,29	0,06	12 24	-23 479,38	0,05
08 42	-27 589,21	0,06	12 38	-23 370,67	0,05
08 56	-27 480,23	0,12	12 52	-23 265,10	0,05
09 10	-27 368,66	0,05	13 06	-23 162,96	0,05
09 24	-27 254,67	0,05	13 20	-23 064,60	0,05

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, UTC, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, UTC, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
13 34	-22 970,26	0,05	12 56	-5 620,69	0,04
13 58	-22 818,78	0,06	13 10	-5 527,47	0,04
			13 24	-5 438,92	0,04
	29.03.1977		13 54	-5 266,01	0,04
14 48	-17 830,98	0,06	13 28	-8 077,85	0,04
15 02	-17 770,76	0,06			
15 16	-17 716,28	0,06		6.04.1977	
15 30	-17 667,64	0,06	11 34	1 910,02	0,06
			11 50	2 037,49	0,06
	2.04.1977		12 06	2 160,48	0,06
11 34	-8 919,47	0,06	12 24	2 292,98	0,04
11 48	-8 803,75	0,06	13 00	2 536,58	0,04
12 18	-8 565,77	0,06	13 14	2 622,86	0,04
12 32	-8 459,94	0,06	13 28	2 704,12	0,04
12 46	-8 357,92	0,10	13 52	2 831,02	0,04
13 00	-8 260,15	0,04	14 06	2 897,57	0,04
13 14	-8 166,69	0,04	14 20	2 958,34	0,04
13 44	-7 982,30	0,04			
13 58	-7 904,13	0,04		23.04.1977	
14 12	-7 831,31	0,04	08 20	40 695,34	0,06
14 26	-7 763,99	0,04	08 36	40 831,53	0,06
14 40	-7 702,32	0,04	09 10	41 116,57	0,06
			09 30	41 279,61	0,06
	3.04.1977		09 46	41 406,80	0,06
07 56	-8 148,74	0,06	11 38	42 170,82	0,06
08 12	-8 047,58	0,06	11 56	42 266,98	0,06
08 23	-7 882,95	0,06	12 12	42 345,04	0,06
08 48	-7 710,69	0,04	13 10	42 565,50	0,06
09 04	-7 570,24	0,04	13 28	42 613,00	0,06
09 18	-7 445,97	0,04	13 44	42 646,64	0,06
09 32	-7 320,70	0,04			
09 46	-7 194,90	0,04		24.04.1977	
11 46	-6 147,42	0,06	08 52	42 745,17	0,06
12 00	-6 034,97	0,04	09 10	42 893,65	0,06
12 14	-5 925,75	0,04	09 38	43 118,06	0,06
12 28	-5 820,12	0,04	09 56	43 256,97	0,06
12 42	-5 718,32	0,04	11 22	43 839,45	0,06

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, UTC, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц	Время излучения, UTC, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Средняя квадратичная ошибка, Гц
11 38	43 929,51	0,06	09 10	64 303,69	0,12
11 54	44 012,83	0,06	09 30	64 434,17	0,12
12 10	44 069,18	0,06	11 10	64 957,09	0,12
12 26	44 158,24	0,06	11 30	65 030,61	0,12
12 42	44 219,76	0,06	11 52	65 097,98	0,12
12 58	44 273,51	0,06	12 16	65 154,71	0,12
13 14	44 319,39	0,06	12 38	65 190,92	0,12
13 30	44 357,19	0,06			
13 46	44 386,88	0,06		24.05.1977	
			09 18	69 417,58	0,12
	13.05.1977		09 40	69 545,45	0,12
06 44	63 216,46	0,12	11 40	70 034,84	0,12
07 12	63 433,22	0,12	12 04	70 083,41	0,12
07 36	63 618,58	0,12			

расчетом, чтобы в момент приема t_3 отраженный сигнал имел номинальную частоту f_0 .

Результаты измерений времени запаздывания отраженных сигналов приведены в табл. 1. В первом столбце указаны моменты излучения сигналов t_1 , совпадающие с целыми четными минутами Всемирного времени (UTC), во втором столбце — измеренные величины времени запаздывания сигналов. В последнем столбце таблицы приведены оценки случайных погрешностей измерений времени запаздывания. При наблюдениях Венеры вблизи нижнего соединения (расстояние около 40 млн км) среднеквадратичная ошибка составляла 2 мксек или 300 м по дальности.

В табл. 2 приведены результаты измерений доплеровской поправки частоты отраженных сигналов (второй столбец) в моменты излучения сигналов t_1 (первый столбец). Среднеквадратичная ошибка измерений (третий столбец) была заключена в пределах 0,04–0,12 Гц, что в переводе на радиальную скорость Венеры составляло $\sim 0,8\text{--}2,3$ см/сек.

Номинальное значение частоты радиолокатора $f_0 = 768\,719\,220$ Гц; астрономические координаты антенны радиолокатора [3]: северная широта $\varphi = 45^\circ 10'$, восточная долгота $\lambda = 33^\circ 15'$, чему соответствует $\rho \sin \varphi' = 0,70567$, $\rho \cos \varphi' = 0,70616$, где φ' — геоцентрическая широта, а ρ — геоцентрическое расстояние.

Расчетные значения времени запаздывания и доплеровской поправки вычислялись по таблицам, составленным в Институте теоретической астрономии АН СССР на основании аналитической теории Нью-

кома с учетом поправок Данкома к элементам орбит Венеры и Земли. При вычислениях были приняты следующие значения констант: скорость света $c = 299\,792\,459,0 \pm 0,8$ м/сек [4], астрономическая единица $a.e. = 149\,597\,879$ км¹⁾, радиус Венеры $R_V = 6050$ км.

Расчетные значения времени запаздывания и доплеровской поправки вводились в аппаратуру радиолокатора с точностью 1 мкsec и 0,01 Гц соответственно. Отклонения измеренных значений этих величин от расчетных в зависимости от времени наблюдений в 1977 г. показаны на рис. 1 и 2. По оси абсцисс отложено время в сутках относительно нижнего соединения Венеры. На этих же рисунках приведены отклонения измеренных значений от расчетных и для нижних соединений Венеры в 1969, 1970, 1972 и 1975 гг. [3, 5].

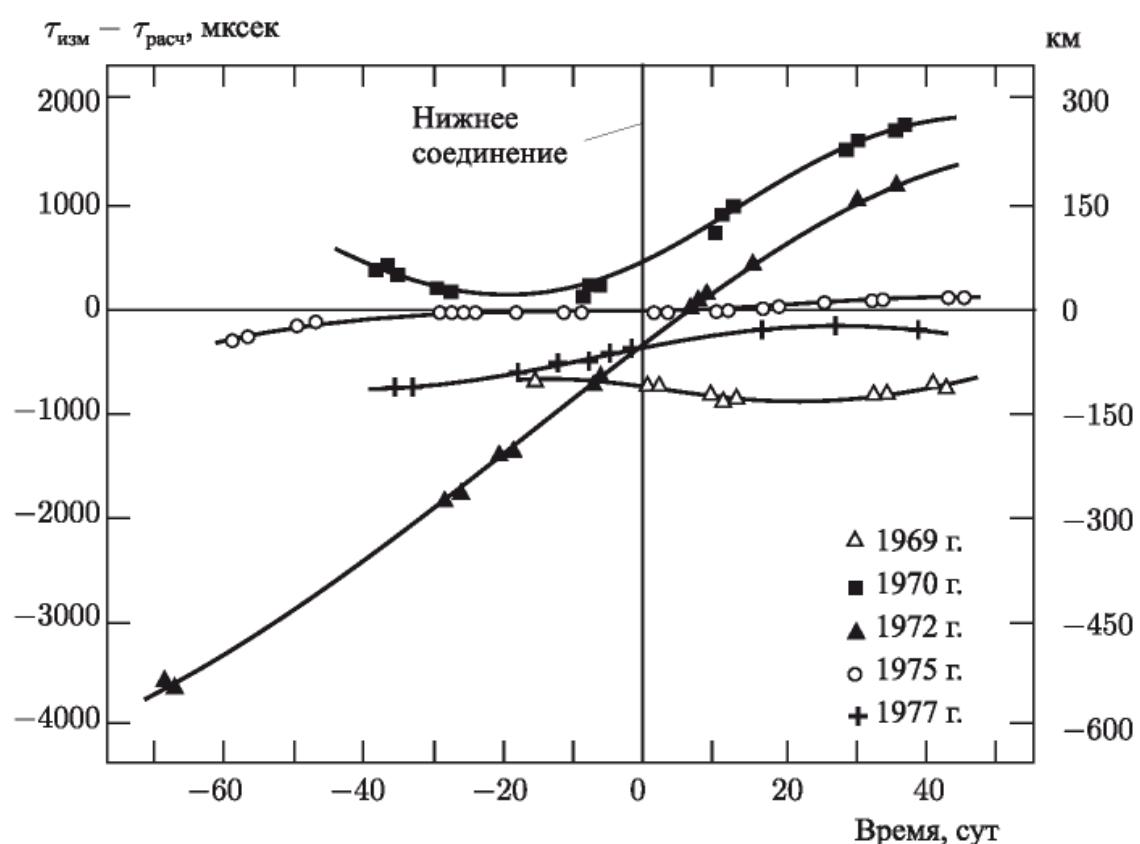


Рис. 1. Отклонения измеренных значений запаздывания отраженных Венерой сигналов от расчетных

В [5] уже отмечалось, что временные зависимости отклонений запаздывания от расчетных в разные нижние соединения имеют различный характер, а сами отклонения достигают 3500 мкsec (500 км). В 1977 г. фактические положения Венеры оказались на 20–115 км ниже расчетных на интервале наблюдений.

Интересно сравнить данные измерений 1977 г. с измерениями 1969 г., поскольку они разделены интервалом в 8 лет — промежутком

¹⁾ В работах [3, 5] значение скорости света принималось равным $c = 299\,792.5$ км/сек, которому соответствует $a.e. = 149\,597\,900$ км.

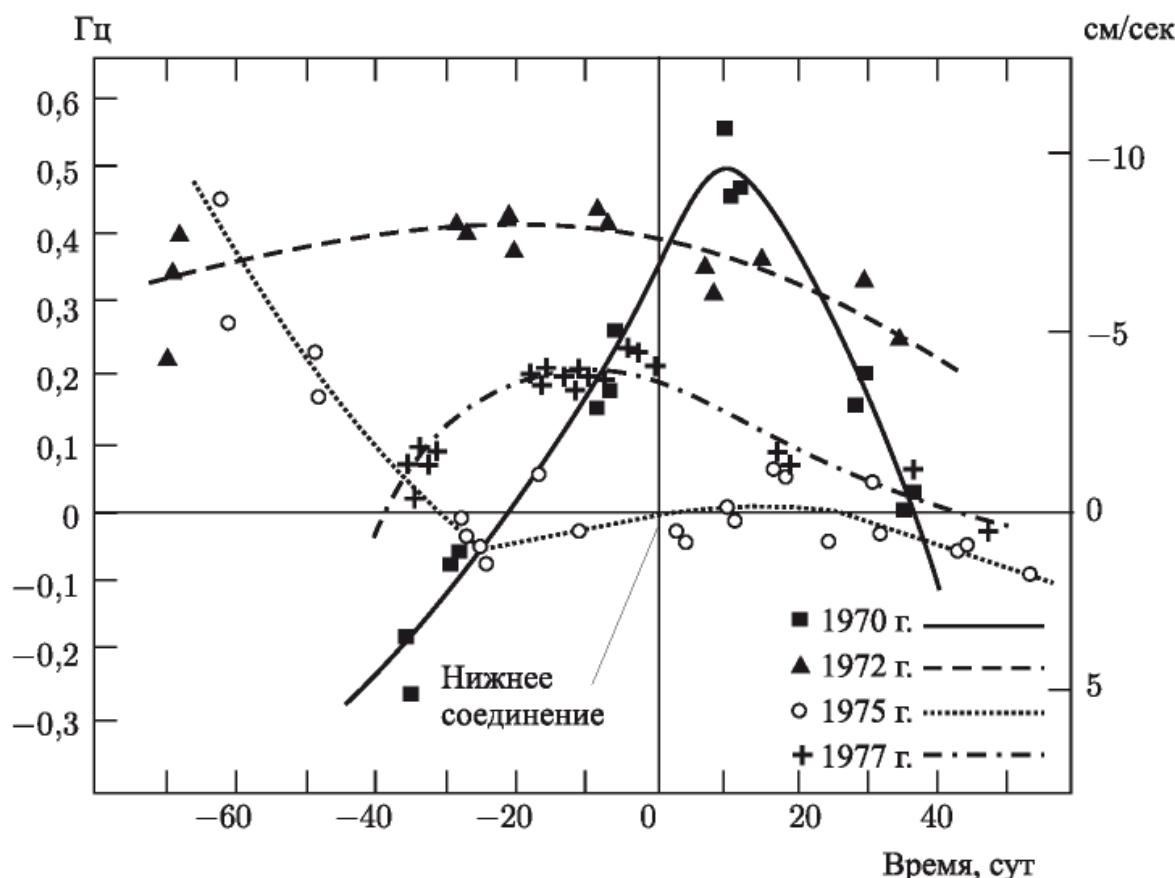


Рис. 2. Отклонения измеренных значений доплеровской поправки частоты отраженных Венерой сигналов от расчетных

времени, через который нижние соединения Венеры происходят в одних и тех же участках орбит Венеры и Земли. Знаки отклонений совпадают, но соответствующие кривые на рис. 1, близкие до соединений, затем расходятся почти на 100 км. Этот факт, по-видимому, можно объяснить недостаточно точным учетом влияния больших планет на орбиты Венеры и Земли.

Авторы выражают благодарность Р. А. Андрееву, С. М. Барабошкину, Н. Ф. Жуку, М. Т. Кравчуку, С. Ф. Лобзову, А. Г. Мелихову, В. М. Подолянюку, А. Т. Тагаевскому, Ю. В. Филину.

Институт радиотехники
и электроники Академии наук СССР

Поступила в редакцию 27 апреля
1978 г.

Литература

1. Ю. Н. Александров и др., Астрон. ж., 49, 175, 1972.
2. Г. М. Петров, С. М. Барабошкин, А. Л. Зайцев, Устройство синтезирования сигналов с программным изменением частоты, Авторск. свид. № 596954, МКИ G06G 15/34, Бюл. изобр., № 9, стр. 197, 1978.
3. В. А. Котельников и др., Астрон. ж., 50, 836, 1973.
4. T. G. Blaney et al., Nature, 251, 46, 1974.
5. В. А. Котельников и др., Астрон. ж., 53, 1270, 1976.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТ ВЕНЕРЫ, ЗЕМЛИ, МАРСА НА ОСНОВЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ВЕНЕРЫ И МАРСА

В 1962–1978 гг.

М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов

Успехи физических наук. 1980. Том 131, вып. 3

Радиолокационные наблюдения планет, а также измерения параметров движения автоматических межпланетных станций обнаружили заметные ошибки в классических теориях движения Венеры, Земли и Марса. Эти теории были созданы работами Ньюкома, Данкома, Моргана и Клеменса в конце XIX – первой половине XX века на основе оптических наблюдений планет. Ошибки этих теорий доходят до нескольких сотен километров, что затрудняет решение навигационных задач при полетах к планетам.

После накопления радиолокационных наблюдений на интервале нескольких синодических периодов обращения Венеры и Марса Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций были проведены работы по построению новых теорий движения этих планет и Земли¹⁾. Для этого были созданы и программно реализованы на ЭВМ алгоритмы определения орбит, предусматривающие совместную обработку радиолокационных и оптических наблюдений планет, оптических наблюдений Солнца, а также измерений параметров движения искусственных спутников планет и автоматических межпланетных станций. Описание движения небесных тел в этих алгоритмах производится численным интегрированием уравнений движения методом рекуррентных степенных разложений, детально разработанным применительно к рассматриваемой задаче. Вычислительная ошибка метода практически отсутствует. В качестве притягивающих тел рассматриваются Солнце, все большие планеты (кроме Нептуна и Плутона) и Луна. Определяемыми параметрами являются элементы орбит Венеры, Марса, барицентра системы Земля–Луна, искусственных космических объектов, а также астрономическая единица

¹⁾ Аналогичные работы для Венеры и Земли были выполнены также Институтом прикладной математики АН СССР.

и средние радиусы планет для областей, ответственных за отражение радиолокационного сигнала в рассматриваемой серии экспериментов. Обработка измерений производится по способу наименьших квадратов итерационным методом. В качестве критерия точности полученного решения используется разность ΔD фактической и расчетной локационной дальности до поверхности планеты и разность ΔR фактического и расчетного расстояний до искусственного космического объекта, как наиболее точные, экспериментально определяемые характеристики исследуемого движения.

На первом этапе были определены элементы орбит Венеры и барицентра системы Земля–Луна, астрономическая единица и средний радиус Венеры. Исходная измерительная информация включала результаты выполненных в СССР и США радиолокационных наблюдений Венеры (1962–1975 гг.) и оптических наблюдений Венеры и Солнца (1960–1975 гг.). Для оценки точности полученного решения исполь-

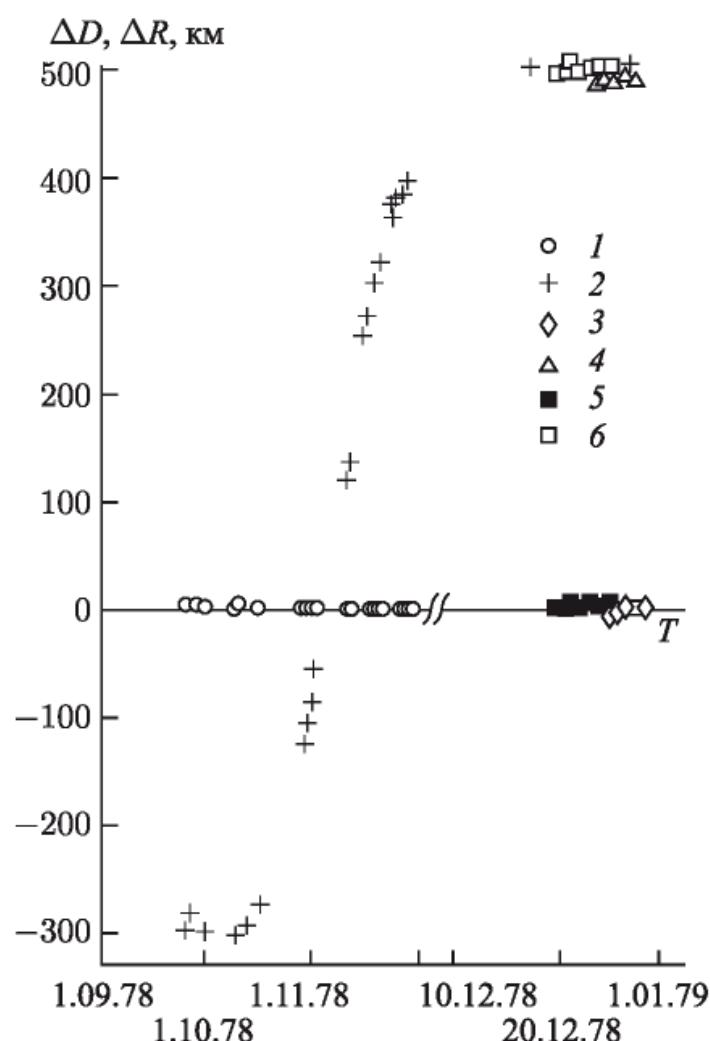


Рис. 1. Отклонения измеренных в 1978 г. дальностей до планеты Венеры ΔD (1, 2) и расстояний ΔR до АМС «Венера-11» (3, 4) и «Венера-12» (5, 6) для двух вариантов определения орбит планет Венеры и Земли. 1, 3, 5 — по уточненным в работе орбитам планет; 2, 4, 6 — по орбитам планет, вычисленным по классическим теориям

зовались радиолокационные наблюдения Венеры в 1977 и 1978 гг., а также измерения расстояний до искусственных спутников Венеры «Венера-9» и «Венера-10» в 1976 г. и до автоматических межпланетных станций «Венера-11» и «Венера-12» в 1978 г. Разности ΔD не превысили на всем мерном интервале 2 км в 1977 г. и 6 км в 1978 г. Эти же разности для классических теорий движения Венеры и Земли оказались во много раз больше, достигнув в 1978 г. величины ~ 500 км. Аналогичные соотношения получились для разностей ΔR при определении орбит искусственных космических объектов по измерениям радиальной скорости и при описании движения Венеры и Земли, с одной стороны, — по полученному решению, с другой, — по классическим теориям. Для 1978 г. (при прогнозировании на два синодических периода обращения Венеры) эти данные представлены на рис. 1.

На втором этапе при полученном значении астрономической единицы были определены элементы орбит Марса и барицентра системы Земля–Луна по результатам: выполненных в СССР и США радиолокационных наблюдений Марса (1964–1971 гг.) и оптических наблюдений Марса и Солнца (1960–1975 гг.). Только для 1964–1965 гг., когда точность радиолокационных измерений была менее высокой, чем в последующие годы, разности ΔD достигают для полученного решения 25–30 км, на всей же остальной части мерного локационного интер-

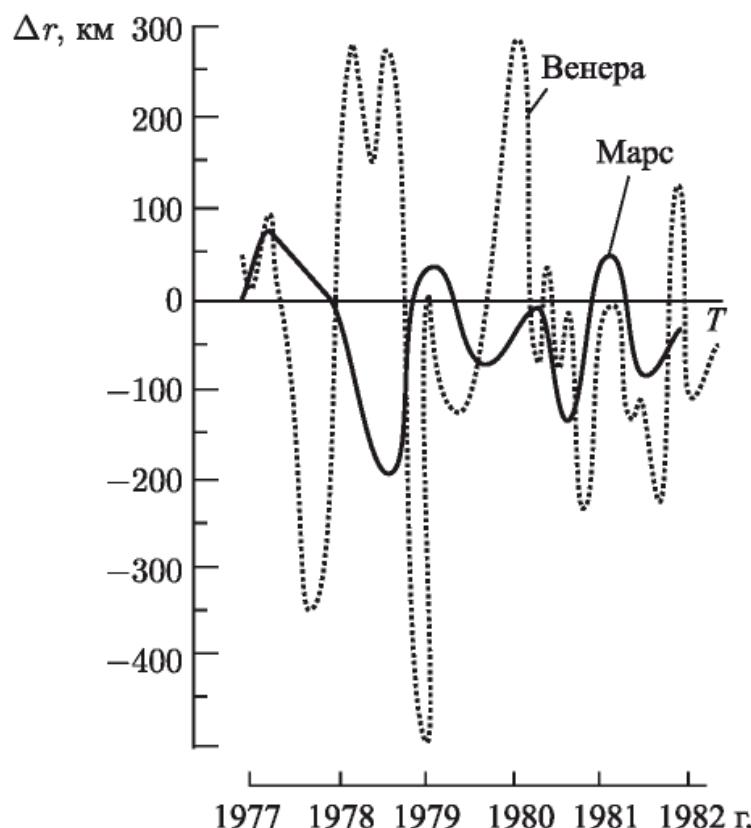


Рис. 2. Отклонения Δr геоцентрических дальностей Венеры и Марса, вычисленных по классическим теориям, от их значений, полученных по уточненным в работе орбитам планет

вала они не превышают 10 км. Принимая во внимание особенности рельефа Марса, имеющего перепады высот до 15 км, достигнутое согласование измеренных и расчетных дальностей можно считать вполне удовлетворительным. Разности ΔD для классических теорий доходят на межном интервале до 80 км. Элементы орбиты барицентра системы Земля–Луна, полученные на первом и втором этапах обработки, хорошо совпадают между собой: различия не выходят за пределы, допускаемые формальными оценками ошибок их определения. Исключение составляет только большая полуось орбиты, для которой это различие составляет $6 \cdot 10^{-8}$ а.е. Последнее, как показал предварительный анализ, может быть в некоторой степени объяснено релятивистскими эффектами.

На рис. 2 приведены для 1977–1982 гг. отклонения прогнозируемых геоцентрических дальностей Венеры и Марса, вычисленных по классическим теориям, от их значений, полученных по определенным в настоящей работе орбитам планет. Для Венеры эти отклонения доходят до 500 км, для Марса — до 200 км. Очевидно, что в задачах, связанных с обеспечением полетов к Венере и Марсу, целесообразно использовать вместо классических теорий новые теории движения этих планет и Земли, построенные на основе радиолокационных наблюдений.

Литература

1. М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов. — ДАН СССР, 1978, т. 241, с. 1046.
2. М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов. — Ibid., 1979, т. 249, с. 78.
3. В. А. Котельников и др. — Астрон. ж., т. 57, вып. 1, 3, 1980, т. 57, с. 3.

ЕДИНАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

*М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, академик В. А. Котельников, Г. М. Петров,
В. Ф. Тихонов*

Доклады Академии наук СССР. 1980. Том 255, № 3

В феврале-апреле 1980 г. в Советском Союзе были продолжены радиолокационные наблюдения Меркурия, Венеры и Марса. Среднеквадратичная ошибка измерения времени запаздывания отраженного от поверхности планеты сигнала при этих наблюдениях составила 3–8 мкс. Наблюдения охватили значительные участки орбит планет (139° дуги орбиты в районе нижнего соединения для Меркурия, 82° в районе элонгации для Венеры и 29° в районе противостояния для Марса). Полученная измерительная информация существенно дополнила результаты прежних радиолокационных наблюдений планет, в особенности Меркурия и Марса, для которых последние опубликованные наблюдения относятся соответственно к 1965 и 1971 гг. Тем самым была создана реальная основа для построения единой теории движения внутренних планет солнечной системы, т. е. для одновременного определения элементов орбит Меркурия, Венеры, Земли и Марса по всей совокупности имеющихся наблюдений. В этих целях Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций была разработана и программно реализована в ЭВМ методика построения такой теории. Основные особенности этой методики по сравнению с примененной в [1, 2] сводятся к следующему.

Для описания гелиоцентрического движения внутренних планет использовались релятивистские дифференциальные уравнения, содержащие в правых частях наряду с ньютоновыми также шварцшильдовские члены, обусловленные влиянием Солнца ([3], стр. 271). В уравнения движения внешних планет шварцшильдовские члены не включались ввиду их малости и сравнительно небольшого интервала интегрирования (20 лет). Для повышения точности расчета движения барицентра системы Земля–Луна интегрирование уравнений движения больших планет и Луны производилось совместно. В число больших планет, движение которых описывается системой дифференциальных уравнений задачи n тел, дополнительно был введен Нептун. При переводе аст-

рономической единицы A из световых секунд в километры было принято новое, уточненное значение скорости света $c = 299\,792,4562$ км/с. Было принято также новое значение массы Меркурия, обеспечивающее, как показали предварительные расчеты, лучшее совпадение фактических и вычисленных значений измеряемых параметров. Фигура Марса аппроксимировалась двухосным эллипсоидом с полярным сжатием $1/125$, Меркурия и Венеры — сферами. В качестве независимого переменного использовалось координатное время t_k , связанное с собственным временем земного наблюдателя t (атомным временем) соотношением

$$t_k = t \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\mu}{A} \right), \quad (1)$$

где $\mu = fm_{\odot}/c^2 = 1,477$ км — гравитационный радиус Солнца¹⁾ (f — гравитационная постоянная, m_{\odot} — масса Солнца). Оценка ошибки в расчетной локационной дальности, возникающей вследствие пренебрежения в (1) периодическим членом, обусловленным эллиптичностью земной орбиты, показала, что эта ошибка не превышает 50 м. В начальную эпоху $t_0 = JD\,2\,437\,000,5 = 7\text{ III }1960$, О^hЕТ значения t_k и t были приняты совпадающими.

Таблица 1

Планета	t	Планета	t
Меркурий	6 023 600	Юпитер	1047,355
Венера	408 522,7	Сатурн	3501,6
Земля–Луна	328 900,1	Уран	22 869
Марс	3 098 720	Нептун	19 314

Примечание, t — отношение массы Солнца к массе планеты.
Отношение массы Земли к массе Луны 81,301.

При обработке наблюдений в расчетные значения времени запаздывания отраженного сигнала вводились поправки, учитывающие релятивистский радиолокационный эффект [3]. Эти поправки, как и шварцшильдовские члены в правых частях дифференциальных уравнений движения внутренних планет, вычислялись в стандартной системе координат. Релятивистские поправки в оптические (угловые) измерения не вносились, так как их максимальная величина не превышала для рассматриваемой совокупности измерений $0'',06$, что почти на два порядка меньше ошибок оптических измерений.

Разработанная методика была применена для построения единой релятивистской теории движения внутренних планет. Исходная измерительная информация включала в себя, кроме радиолокационных

¹⁾ По другой терминологии μ — половина гравитационного радиуса Солнца.

Таблица 2

Элементы орбиты	Меркурий	Венера
Большая полуось $a.e.$	0,3370983633	0,7233301211
Эксцентриситет e	0,2056312560	0,0067739241
Аргумент перигелия ω , рад	1,1699210371	2,1621956187
Наклонение i , рад	0,4990326326	0,4268714214
Долгота восходящего угла Ω , рад	0,1900688163	0,1393904426
Время прохождения перигелия τ	JD 2436987,34440511	JD 2436908,09402323
Элементы орбиты	Земля–Луна	Марс
Большая полуось $a.e.$	0,9999904567	1,5237219705
Эксцентриситет e	0,0167483794	0,0932936483
Аргумент перигелия ω , рад	1,7830424234	5,7985896472
Наклонение i , рад	0,4091816208	0,4309130058
Долгота восходящего угла Ω , рад	6,2831832723	0,0585769555
Время прохождения перигелия τ	JD 2436937,03239746	JD 2436394,05690967

Примечания. 1. Эпоха $t_0 = \text{JD} 2437000,5 = 7 \text{ III } 1960$, О^бЕТ. Система координат — геоэкваториальная эпохи 1960.0. 2. Астрономическая единица $A = 149\,597\,867,3 \pm 0,3$ км ($499,0047756 \pm 1 \cdot 10^{-6}$ световых секунд). Радиус Меркурия $R_{\text{Мерк}} = 2434,9 \pm 1,1$ км. Радиус Венеры $R_{\text{Вен}} = 6050,1 \pm 0,1$ км. Экваториальный радиус Марса $R_{\text{Марс}}^3 = 3394,6 \pm 0,3$ км. 3. Приведенные среднеквадратические ошибки констант являются формальными, полученными во внутренней сходимости при обработке измерений.

Таблица 3

Меркурий		Венера		Марс	
время наблюдений (годы)	σ_d , км	время наблюдений (годы)	σ_d , км	время наблюдений (годы)	σ_d , км
1964–1965	9	1962–1969	4,5	1964–1965	5
1980	2	1970–1980	0,9	1967–1980	2,5

и оптических наблюдений Венеры и Марса и оптических наблюдений Солнца, использованных в [1, 2], радиолокационные наблюдения Венеры, выполненные в СССР в 1978 г. [4], радиолокационные наблюдения Меркурия, проведенные Аресибской ионосферной обсерваторией (Пуэрто-Рико) в 1964–1965 гг. [5], оптические наблюдения Меркурия, выполненные Николаевской обсерваторией АН СССР, Морской обсерваторией США и Гринвичской астрономической обсерваторией

в 1960–1976 гг., а также упомянутые выше радиолокационные наблюдения Меркурия, Венеры и Марса в 1980 г. Всего было обработано 3768 радиолокационных измерений времени запаздывания отраженного сигнала и 7193 оптических (угловых) измерения. Расчеты выполнялись при значениях масс планет и Луны, приведенных в табл. 1. Определяемыми параметрами были значения оскулирующих элементов гелиоцентрических орбит Меркурия, Венеры, барицентра системы Земля–Луна и Марса в начальную эпоху t_0 , астрономическая единица A , радиус Меркурия $R_{\text{Мер}}$, радиус Венеры $R_{\text{Вен}}$ и экваториальный радиус Марса $R_{\text{Марс}}^{\vartheta}$ (всего 28 неизвестных). Для описания движения внешних планет и Луны на интервале интегрирования использовались начальные условия, вычисленные по данным [6]. Полученные результаты представлены в табл. 2.

Детальный анализ характера и величины отклонений измеренных дальностей и углов от их расчетных значений, соответствующих построенной теории, привел к следующим результатам. На межном интервале протяженностью в 20 лет (1960–1980 гг.) отклонения как радиолокационных, так и оптических измерений распределены по закону, близкому к нормальному, с математическим ожиданием, практически равным нулю. Среднеквадратические отклонения измерений дальности σ_d изменяются от 0,9 до 9 км в зависимости от времени проведения наблюдений и лоцируемой планеты (см. табл. 3). Эта зависимость отражает, с одной стороны, повышение точности радиолокационных измерений с течением времени, с другой — характер рельефа лоцируемой планеты. Среднеквадратические отклонения оптических измерений на межном интервале практически не изменяются и составляют $0'',6$ – $1'',2$.

С целью оценки возможностей ньютоновой механики при построении единой теории движения внутренних планет на интервале в 20 лет была дополнительно проведена обработка всей измерительной информации при гравитационном радиусе Солнца μ , равном нулю. Как и ожидалось, согласование измеренных и расчетных дальностей заметно ухудшилось. На отдельных участках межного интервала появились систематические отклонения, достигающие 390 км для Меркурия, 8 км для Венеры и 12 км для Марса. Таким образом, ньютонову механику нецелесообразно применять при решении рассматриваемой задачи. Это, однако, не исключает возможности ее применения при построении на ограниченных временных интервалах частных теорий движения Венеры, Земли и Марса (как это было, например, показано в [1, 2]).

В заключение отметим, что достигнутое при построении единой релятивистской теории движения внутренних планет хорошее согласование опытных и расчетных данных может рассматриваться как экспериментальная проверка общей теории относительности астрономическими методами.

Авторы выражают благодарность участникам работ по радиолокации Меркурия, Венеры и Марса.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР, Москва

Поступило 20 VIII 1980

Литература

1. М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка и др., ДАН, т. 241, № 5, 1046 (1978).
2. М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка и др., ДАН, т. 249, № 1, 78 (1979).
3. В. А. Брумберг, Релятивистская небесная механика, М., «Наука», 1972.
4. В. А. Котельников и др., Астрон. журн., т. 57, в. 1, 3 (1980).
5. G. N. Pettengill, R. B. Dyce, D. B. Campbell, Astron. J., v. 72, № 3, 330 (1967).
6. Астрономический ежегодник СССР с приложением 1960–1980 гг.

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВЕНЕРЫ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ПОЛЕТОВ МЕЖПЛАНЕТНЫХ СТАНЦИЙ. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ 1978 г.

*В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, В. К. Головков, В. М. Дубровин,
А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер, М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, А. А. Крымов,
Ю. К. Наумкин, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. Т. Тагаевский, В. Ф. Тихонов,
А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской*

Астрономический журнал. 1980. Том 57. Вып. 1

Обсуждаются задачи радиолокационных наблюдений Венеры для обеспечения полетов АМС.

Приводятся сведения о построении численной теории движения Венеры и Земли па основе радиолокационных наблюдений Венеры на межном интервале 1962–1977 гг.

Даны результаты измерений расстояния и скорости Венеры, полученные при радиолокации 1978 г. Установлено, что отклонения измеренных расстояний от расчетных значений, полученных на основе построенной численной теории, не превышают 6 км, тогда как отклонения от расчета по классической теории достигают 500 км.

Делается вывод, что для обеспечения полетов АМС к Венере целесообразно вместо классических теорий движения Земли и Венеры применять теории, построенные на основе радиолокационных измерений.

Radar observation of Venus and their use for the interplanetary vehicles flights. The results of the 1978 observations, by V. A. Kotel'nikov, Yu. N. Aleksandrov, V. K. Golovkov, V. M. Dubrovin, A. L. Zajtsev, V. I. Kaevitser, M. D. Kislik, Yu. F. Kolyuka, A. A. Krymov, Yu. K. Naumkin, G. M. Petrov, O. N. Rzhiga, A. T. Tagaevskij, V. F. Tikhonov, A. F. Khasyanov, A. M. Shakhovskoj. — The tasks of the radar observations of Venus for providing the interplanetary vehicles flights are discussed. The information, concerning the numerical theory of motion of Venus and of the Earth constructed on the basis of the radar observations of Venus during 1962–1977, is given. The results of the measurements of the distance and the velocity of Venus obtained in the 1978 observations, are presented. It is established that deviations of the measured distances from the calculated ones, obtained from the numerical theory, do not exceed 6 km, whereas the deviations from the classical theory reach 500 km. It is concluded that for providing the flights to Venus it is advisable to apply the theories based on the radar measurements rather than on the classical theories.

В связи с организацией полетов автоматических межпланетных станций (АМС) в начале 60-х годов возникла острая необходимость в существенном уточнении величины астрономической единицы (A), так как существовавшая в то время ее неопределенность (50–70 тыс. км) при полетах к планетам могла приводить к промаху в несколько их радиусов. Эту задачу кардинально можно было решить только с помощью радиолокации планет, измеряя время распространения отраженных от них радиолокационных сигналов. Уже в 1961 г. по результатам первой успешной радиолокации Венеры было достигнуто уточнение астрономической единицы более чем на 2 порядка [1, 2]. Последующие радиолокационные наблюдения Венеры, выполненные в 60-х годах, позволили определить величину A с точностью до нескольких километров [2]. Начиная с 1969 г., при расчетах орбит планет и АМС принималось уточненное значение $A = 499,004\,780$ световых сек., что при скорости света $c = 299\,792,5$ км/сек соответствует $A = 149\,597\,890$ км.

Таблица 1. Среднеквадратичные ошибки измерений расстояния (δr) и радиальной скорости (δV_r) за один пятиминутный сеанс радиолокации Венеры [5–7]

Ошибки	Год радиолокации Венеры								
	1961	1962	1964	1969	1970	1972	1975	1977	1978
δr , км	1000	15	4	4	0,75	0,6	0,45	0,3	0,3
δV_r , см/сек	40	6	6	2	2	2	1,2	0,8	0,8

В то же время радиолокационные наблюдения показали, что и после внесения поправки в величину астрономической единицы остаются значительные расхождения между измеренными расстояниями и расстояниями, вычисленными на основе классических теорий движения планет. Эти расхождения достигали нескольких сотен км [3, 6, 7]. Поэтому при каждом полете АМС приходилось наряду с траекторными радиотехническими измерениями, определяющими положение станции, проводить также радиолокационные измерения для уточнения положения планеты. При полетах станций к Венере продолжительности радиолокационных циклов наблюдений составляли 2–3 месяца (вблизи нижних соединений), причем в каждом из них выполнялось по нескольку сотен сеансов измерений. В процессе подготовки к наблюдениям для повышения точности измерений совершенствовалась аппаратура и методика. Как видно из табл. 1, достаточно высокая точность измерений расстояния (~ 15 км) была получена уже в 1962 г., а в последних циклах (1977, 1978 гг.) аппаратурная точность измерений расстояния до ближайших к Земле участков поверхности Венеры была доведена нами до 300 м.

В результате систематических радиолокационных наблюдений Венеры на мерном интервале в 15 лет (1962–1977 гг.) был накоплен обширный наблюдательный материал [3–7], на основе которого в 1977 г.

Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций была выполнена работа по определению орбит Венеры и Земли [8]¹⁾. Работа завершилась построением численной теории движения Венеры и Земли, позволяющей прогнозировать их взаимное положение на ближайшие годы на 2 порядка точнее, чем это обеспечивает аналитическая теория Ньюкома с поправками Данкома (для Венеры) и Моргана (для Земли). При построении численной теории наряду с радиолокационными измерениями, выполненными в СССР, были использованы также результаты радиолокационных наблюдений Венеры в США, оптические измерения угловых координат Венеры и Солнца в Николаевской обсерватории АН СССР и Морской обсерватории США, радиотехнические измерения дальностей искусственных спутников «Венера-9» и «Венера-10» в 1975 г.

В число уточняемых параметров совместно с 12 элементами орбит Венеры и центра масс системы Земля–Луна были включены также астрономическая единица (A) и радиус Венеры (R_v), значения которых получились равными: $A = 499,0047746 \pm 0,0000022$ световых сек., что при скорости света $c = 299\,792,5$ км/сек соответствует $A = 149\,597\,888,9 \pm 0,7$ км, $R_v = 6052,3 \pm 0,3$ км (приведенные здесь ошибки являются формальными, полученными из внутренней сходимости измерений при обработке методом наименьших квадратов). Как и следовало ожидать, новые значения A и R_v мало отличаются от прежних значений, полученных в 60-х годах ($A = 149\,597\,890$ км, $R_v = 6050$ км).

Следует отметить, что численная теория движения Венеры и Земли [8] построена фактически на основе наблюдений, охватываемых мерным интервалом 1962–1975 гг., наблюдения же 1977 г. использовались только для контрольных целей — для проверки точности рассчитанного прогноза. Среднеквадратичные значения отклонений измеренных расстояний от их расчетных значений по численной теории монотонно уменьшаются от 12 км в 1962 г. до 1,7 км в 1975 г., отклонения измеренных в 1977 г. расстояний от прогноза не превышают 2 км [8] и, по-видимому, в значительной мере обусловлены влиянием рельефа поверхности Венеры.

В период с октября по декабрь 1978 г. Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций был выполнен очередной цикл радиолокационных наблюдений Венеры для обеспечения полетов к ней АМС «Венера-11» и «Венера-12». В этих наблюдениях получена дополнительная измерительная информация, позволившая выяснить фактическую точность прогнозирования на основе построенной численной теории [8] при увеличении интервала прогноза до 3 лет.

¹⁾ Аналогичная работа была выполнена также в Ин-те прикладной математики АН СССР [9].

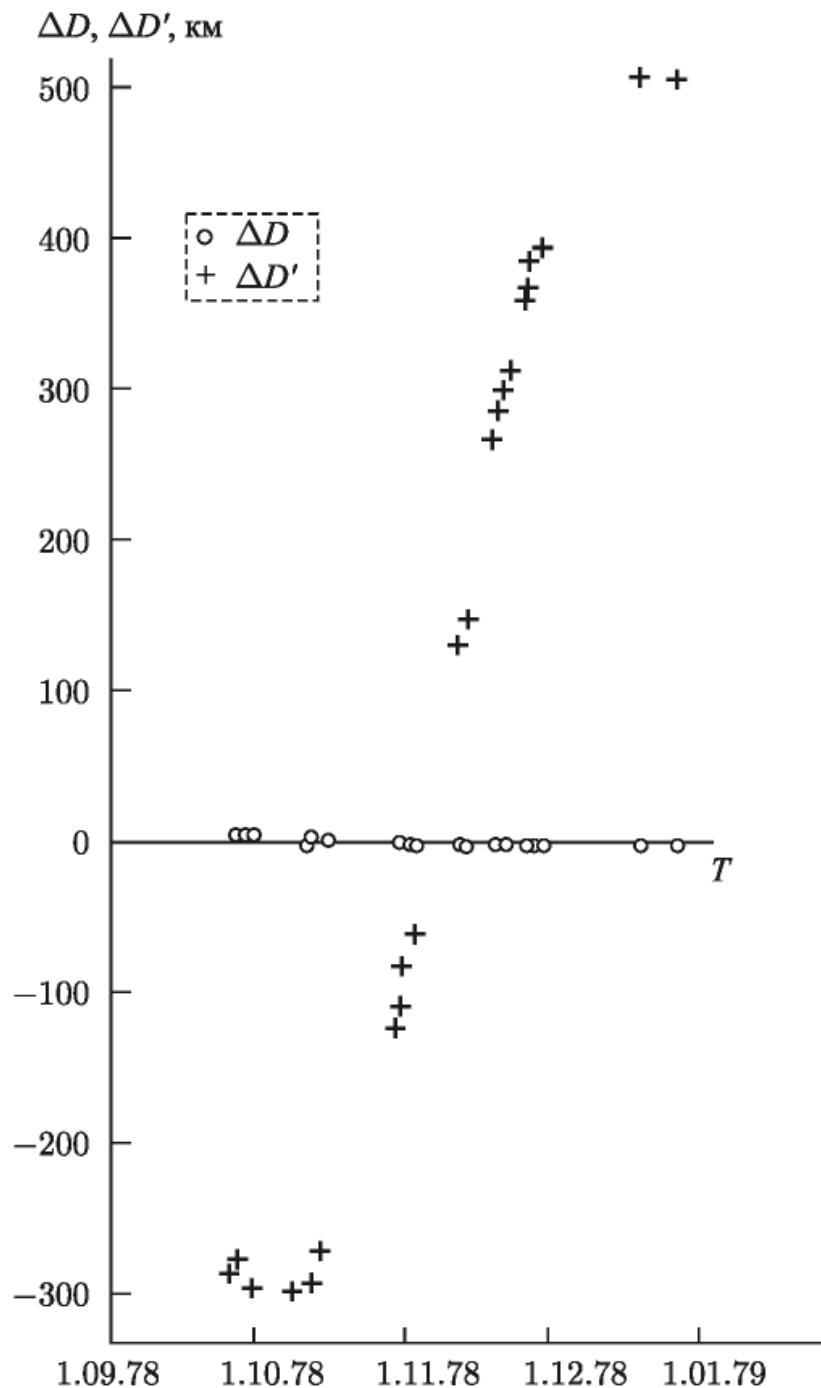


Рис. 1. Отклонения измеренных расстояний до Венеры от расчетных значений для двух вариантов вычисления орбит Венеры и Земли: ΔD — по орбитам, вычисленным на основе работы [8], $\Delta D'$ — по орбитам, вычисленным на основе аналитической теории Ньюкома с поправками Данкома и Моргана

Измерения проводились с помощью того же планетного радиолокатора, который использовался в прежних измерениях [6, 7]. Номинальное значение частоты радиолокатора $f_0 = 768\,719\,220$ Гц (длина волны $\lambda_c = 39$ см).

Для измерения расстояния в качестве зондирующего сигнала применялся непрерывный радиолокационный сигнал с периодической линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) в двух вариантах комбинации ее параметров — девиации частоты F_m и периода модуляции T_m :

1) $F_m = 32$ кГц, $T_m = 0,25$ сек, 2) $F_m = 128$ кГц, $T_m = 0,5$ сек, ЛЧМ-сигнал формировался из стабильного колебания методом прямого цифрового синтеза. В режиме излучения, длительность которого изменялась в зависимости от расстояния до Венеры (4,5–8 мин), начало модуляции привязывалось к началу целой минуты всемирного координированного времени UTC. В режиме приема (такой же длительности) ЛЧМ-сигнал использовался в качестве гетеродинного колебания приемника для демодуляции принимаемых сигналов, поэтому он синтезировался вторично с задержкой начала модуляции на прогнозируемое время распространения сигнала. Отсчет прогнозируемой задержки осуществлялся с дискретностью 0,1 мкс путем счета числа периодов эталонного колебания, имевшего частоту 10 МГц.

В частоту излучаемого сигнала вводилась поправка на прогнозируемое значение доплеровского смещения частоты отраженного сигнала, при этом частота излучаемого сигнала в течение сеанса изменялась по программе таким образом, чтобы частота принимаемого сигнала оставалась постоянной и равной f_0 . Программное изменение частоты осуществлялось с дискретностью 0,01 Гц по закону полинома 3-й степени. Изменение запаздывания отраженного сигнала за время сеанса компенсировалось также при излучении сигнала путем ввода соответствующей доплеровской поправки в частоту того колебания, из которого синтезировался модулированный сигнал.

Излучаемый сигнал передатчика, гетеродинные сигналы приемника, задающие колебания синтезаторов сигналов и колебание для отсчета прогнозируемой задержки формировались из эталонного колебания водородного стандарта частоты.

Обработка принятых сигналов осуществлялась на ЭВМ. При этом сначала методом быстрого преобразования Фурье производился спектральный анализ с разрешением 0,122 Гц и синтезировалось двумерное распределение мощности отраженных сигналов по запаздыванию и частоте [10], затем полученное распределение анализировалось с учетом корреляционных свойств зондирующего сигнала и закономерностей отражения сигналов поверхностью планеты. В результате анализа определялись запаздывание и доплеровская поправка частоты сигнала, отраженного от ближайшей к Земле области планеты, а также параметры, характеризующие отражательные свойства и рельеф ее поверхности.

Результаты измерений запаздывания и доплеровской поправки частоты отраженных сигналов приведены в табл. 2 и 3 соответственно. В первом столбце таблиц даны моменты начала излучений сигналов в системе всемирного координированного времени UTC, во втором столбце — измеренные величины, третий столбец содержит среднеквадратичные ошибки измерений.

На рис. 1 кружками показаны усредненные по дням наблюдений отклонения (ΔD , км) измеренных расстояний до Венеры от расчетных значений, вычисленных на основе численной теории [8]. Величины ΔD только в начале мерного интервала достигают 6–7 км (при среднеквад-

Таблица 2. Время запаздывания при радиолокации Венеры в 1978 г.

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкс	Среднеквадратичная ошибка, мкс	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкс	Среднеквадратичная ошибка, мкс
			11 56	283275198,1	2
			12 10	283248367,9	2
26.IX.1978			12 24	283221653,0	2
11 24	467815213,5	500	12 38	283195049,2	2
12 06	467604668,9	15	12 52	283168553,1	2
12 26	467504754,5	15	13 06	283142163,0	2
13 00	467335410,7	15	13 20	283115371,1	2
13 20	467236091,1	15			
13 44	467117187,6	15			
14 10	466988707,0	15			
			30.X.1978		
			09 26	280833034,4	2
			12 32	280502356,6	2
27.IX.1978			12 46	280478320,2	2
15 20	459476393,5	15	13 00	280454389,2	2
			13 28	280406827,5	2
29.IX.1978					
12 52	446017742,5	15			
13 36	445804445,5	15			
			1.XI.1978		
			09 16	276149469,3	2
			09 30	276128920,1	2
10.X.1978			09 44	276108501,6	2
11 28	373332813,4	500	11 14	275980306,2	2
13 20	372856206,7	15	11 28	275960834,2	2
			11 42	275941488,2	2
11.X.1978			12 10	275903147,5	2
12 08	367052838,0	15	12 24	275884148,8	2
13 40	366669937,0	15	12 38	275865265,1	4
14 02	366579020,8	8	12 52	275846484,4	4
			13 06	275827803,8	4
14.X.1978					
11 46	349510879,5	16			
12 46	349275424,5	30			
			2.XI.1978		
			08 14	274280515,4	2
			08 34	274254252,7	2
29.X.1978			08 48	274236015,0	2
09 10	283602721,5	4	09 22	274192261,3	4
09 24	283574417,0	4	11 30	274034350,5	4
09 38	283546239,3	4	11 44	274017720,4	4
11 10	283364196,7	4	11 58	274001203,9	2
11 26	283333091,3	2			

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкс	Среднеквадратичная ошибка, мкс	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкс	Среднеквадратичная ошибка, мкс
12 28	273966206,5	2	12 14	285363829,4	2
12 42	273950044,8	2			
13 04	273924861,1	6		20.XI.1978	
			08 36	288001614,0	2
			08 50	288033238,9	2
12 18	269651319,6	2	09 04	288064987,3	4
12 32	269660860,3	2	09 20	288101435,7	4
12 46	269670496,9	2	09 34	288133462,9	4
			09 48	288165613,9	4
			10 04	288202507,1	4
08 28	270451451,5	2	10 18	288234911,2	4
08 42	270461867,4	2	10 32	288267434,3	4
08 56	270472420,4	2	10 46	288300065,4	4
09 10	270483107,4	2	11 00	288332803,5	4
09 38	270504882,6	4	11 14	288365647,0	4
09 54	270517562,9	4	11 28	288398582,3	2
11 28	270595390,3	2	11 42	288431618,9	2
11 42	270607439,2	2	11 56	288464740,7	2
11 56	270619590,4	2	12 10	288497944,0	2
12 10	270631847,9	9			
12 24	270644205,9	4		21.XI.1978	
			08 00	291259081,6	2
			08 14	291292676,2	2
09 20	282118985,4	4	08 44	291365101,5	2
09 34	282146157,7	4	09 30	291477293,6	2
09 48	282173456,8	4	09 44	291511706,7	2
11 24	282363843,2	4	10 00	291551183,2	2
11 38	282392026,2	4	10 20	291600746,7	2
11 52	282420311,6	2	10 34	291635578,3	2
12 06	282448682,6	2	11 02	201705559,1	4
12 20	282477137,5	2	11 16	291740698,9	4
			11 30	291775943,5	4
			11 50	291826438,1	4
09 30	285008495,3	2	12 04	291861883,0	4
09 58	285068078,1	2			
11 44	285297791,5	2		24.XI.1978	
12 00	285332964,3	2	10 14	302999871,1	2

Таблица 2 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкс	Среднеквадратичная ошибка, мкс	Время излучения, час, мин	Измеренное время запаздывания, мкс	Среднеквадратичная ошибка, мкс
10 28	303041009,6	2	11 42	311914872,0	2
10 42	303082245,6	2	11 56	311960348,4	2
10 56	303123586,5	2			
11 10	303165020,2	2		27.XI.1978	
11 26	303212488,0	2	08 56	315968005,6	2
11 40	303254006,4	4	09 10	316014190,3	2
12 04	303325639,8	4	09 24	316060390,2	2
			09 38	316106706,6	2
			11 54	316561837,1	2
25.XI.1978					
08 18	306866629,5	2			
08 32	306908731,9	2		18.XII.1978	
08 46	306950965,4	2	07 24	441746103,7	8
09 00	306993320,1	2	07 44	441842880,3	8
09 14	307035798,9	2	08 10	441969031,0	8
			08 30	442066322,5	8
			08 50	442163827,0	4
26.XI.1978					
09 12	311433225,9	2			
09 30	311490385,8	2		26.XII.1978	
09 44	311534976,2	2	09 40	499398927,8	20
09 58	311579680,3	2	10 04	499522529,9	20
10 50	311746639,0	2	10 24	499625712,9	20
11 04	311791816,4	2	10 44	499729018,5	8

ратичной ошибке измерений ~ 2 км), а на остальной части интервала составляют 1–3 км (среднеквадратичные ошибки усредненных отклонений ΔD на большей части интервала наблюдений не превышали 300 м). На том же рисунке крестиками показаны отклонения ($\Delta D'$, км) измеренных расстояний от расчетных значений, вычисленных на основе аналитической теории Ньюкома (с поправками Данкома и Моргана). Как видно, отклонения $\Delta D'$ на интервале наблюдений доходят до 500 км.

В декабре 1978 г. с помощью наземного радиотехнического дальномера проведены также измерения расстояний до орбитальных аппаратов АМС «Венера-11» и «Венера-12» в районах их максимального сближения с Венерой. Эти измерения позволили провести косвенную проверку теорий движения Земли и Венеры. Афродитоцентрические орбиты АМС «Венера-11» и «Венера-12» были определены по наземным измерениям их радиальной скорости. Расчеты выполнялись в двух вариантах. В первом варианте использовалась численная теория движения Земли и Венеры [8], во втором — аналитическая теория Ньюкома

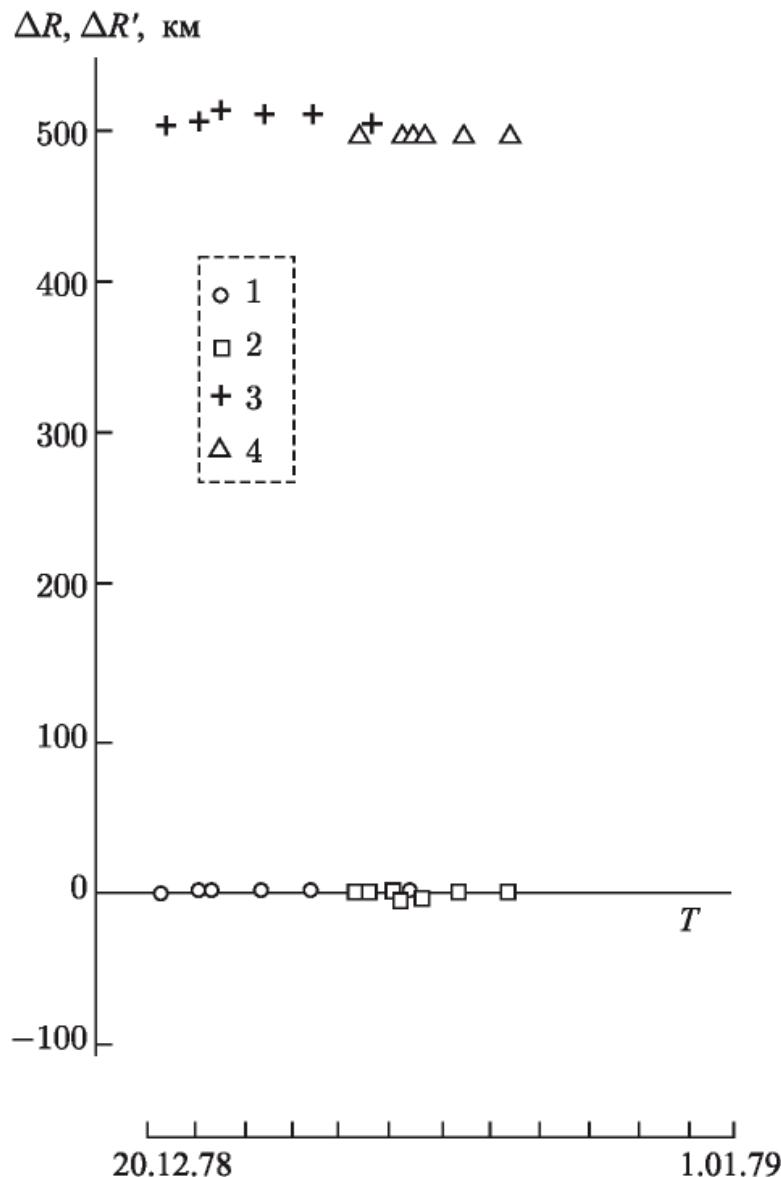


Рис. 2. Отклонения измеренных расстояний до АМС «Венера-11» (2, 4) и «Венера-12» (1, 3) от расчетных значений для двух вариантов вычисления орбит Венеры и Земли: 1, 2 — для орбит, найденных на основе работы [8], 3, 4 — для орбит, полученных на основе аналитической теории Ньюкома с поправками Данкома и Моргана

(с поправками Данкома и Моргана). Результаты сравнения измеренных и расчетных расстояний для каждого из вариантов показаны на рис. 2. Разности ΔR для первого варианта как для «Венеры-11», так и для «Венеры-12» не превышают 3 км. Соответствующие разности $\Delta R'$ для второго варианта достигают 500 км. Эти результаты находятся в полном согласии с данными рассмотренных выше радиолокационных наблюдений 1978 г.

Полученные в настоящей работе оценки ΔD и ΔR характеризуют точность прогноза радиального геоцентрического движения Венеры по численной теории [8] на интервале продолжительностью в два синодических периода обращения Венеры (3.2 года). Эта точность практически не уступает точности согласования измеренных и расчетных

Таблица 3. Доплеровская поправка при радиолокации Венеры в 1978 г.

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц
			14 02	-52 872,321	0,25
26.IX.1978					
09 42	-65 041,146	0,25			
10 56	-64 569,209	0,25	09 42	-51 404,453	0,25
11 24	-64 374,977	0,12	11 46	-50 409,060	0,25
11 46	-64 219,151	0,12	12 20	-50 247,185	0,25
12 06	-64 076,298	0,12			
12 26	-63 933,387	0,12			
13 00	-63 693,250	0,12	08 32	-26 253,710	0,06
13 20	-63 555,360	0,12	08 50	-26 115,513	0,06
13 44	-63 394,912	0,25	09 10	-25 957,790	0,06
14 10	-63 229,108	0,12	09 24	-25 845,215	0,06
			09 38	-25 731,212	0,00
27.IX.1978					
15 00	-62 470,481	0,25	11 10	-24 972,250	0,00
15 20	-62 369,299	0,25	11 26	-24 843,030	0,06
			11 42	-24 716,000	0,06
			11 56	-24 607,018	0,06
29.IX.1978					
09 42	-63 559,553	0,25	12 10	-24 500,464	0,06
10 14	-63 361,349	0,25	12 24	-24 396,566	0,06
12 00	-62 629,660	0,25	12 38	-24 295,665	0,06
12 30	-62 115,136	0,25	12 52	-24 198,067	0,06
12 52	-62 259,652	0,25	13 06	-24 104,059	0,06
13 36	-61 959,257	0,25	13 34	-23 927,866	0,06
30.X.1978					
10.X.1978					
09 56	-55 585,476	0,20	08 54	-23 800,593	0,06
13 20	-54 130,028	0,20	09 12	-23 656,125	0,06
14 00	-53 872,847	0,12	09 26	-23 541,934	0,02
14 36	-53 664,322	0,12	11 02	-22 744,703	0,06
			11 46	-22 391,484	0,06
			12 04	-22 252,843	0,06
11,X,1978					
09 50	-54 643,615	0,12	12 32	-22 046,425	0,02
12 08	-53 650,119	0,12	12 46	-21 947,969	0,02
13 40	-53 009,878	0,12	13 00	-21 853,094	0,02
			13 28	-21 675,239	0,02

Таблица 3 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц
			08 42	9 594,785	0,02
	1.XI.1978		08 56	9 717,654	0,02
09 02	-18 979,303	0,12	09 10	9 840,460	0,02
09 16	-18 863,455	0,06	09 38	10 084,532	0,02
09 30	-18 746,379	0,06	09 54	10 222,220	0,02
09 44	-18 628,459	0,06	11 14	10 870,596	0,06
11 14	-17 874,782	0,02	11 28	10 974,284	0,02
11 28	-17 761,899	0,02	11 42	11 074,216	0,02
11 42	-17 651,156	0,02	11 56	11 170,162	0,02
12 10	-17 437,362	0,02	12 10	11 261,844	0,02
12 24	-17 334,940	0,02	12 24	11 348,435	0,02
12 38	-17 235,900	0,02	12 38	11 431,472	0,06
12 52	-17 140,579	0,02			
13 06	-17 049,207	0,02		18.XI.1978	
13 20	-16 961,998	0,06	08 44	24 500,624	0,12
			09 00	24 637,890	0,06
	2.XI.1978		09 20	24 807,516	0,06
08 00	-17 012,003	0,06	09 34	24 924,487	0,06
08 14	-16 903,634	0,02	09 48	25 039,551	0,06
08 34	-16 744,402	0,02	11 08	25 644,313	0,06
08 48	-16 630,361	0,02	11 24	25 751,239	0,04
09 22	-16 346,846	0,02	11 52	25 924,394	0,04
11 10	-15 387,777	0,06	12 06	26 003,866	0,04
11 30	-15 275,398	0,02	12 20	23 078,285	0,04
11 44	-15 165,289	0,02			
11 58	-15 057,828	0,02		19.XI.1978	
12 28	-14 838,026	0,02	09 02	26 915,512	0,06
12 42	-14 740,936	0,02	09 16	27 033,360	0,06
13 04	-14 596,281	0,02	09 30	27 149,627	0,06
			09 58	27 376,121	0,06
	11.XI.1978		11 44	28 117,761	0,04
12 04	8 598,488	0,06	12 00	28 203,622	0,04
12 32	8 776,275	0,02	12 14	28 282,770	0,04
12 46	8 858,111	0,02			
				20.XI.1978	
	12.XI.1978		07 54	28 521,582	0,12
08 12	9 333,292	0,06	08 08	28 641,222	0,12
08 28	9 472,313	0,02	08 22	28 761,058	0,04

Таблица 3 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц
08 36	28 880,638	0,04	08 48	38 934,573	0,18
08 50	28 999,589	0,04	09 02	37 043,359	0,12
09 04	29 117,553	0,04	09 24	37 223,167	0,12
09 20	29 250,587	0,06	09 46	37 392,120	0,10
09 34	29 365,083	0,06	10 14	37 596,491	0,04
09 48	29 477,418	0,06	10 28	37 693,658	0,04
10 04	29 602,717	0,06	10 42	37 786,915	0,04
10 18	29 709,370	0,06	10 56	37 876,067	0,04
10 32	29 812,783	0,06	11 10	37 960,787	0,04
10 46	29 912,693	0,06	11 26	38 051,968	0,06
11 00	30 008,783	0,06	11 40	38 120,174	0,06
11 14	30 100,729	0,06	12 04	38 242,131	0,06
11 28	30 188,351	0,04			
11 42	30 271,367	0,04		25.XI.1978	
11 56	30 349,522	0,04	07 46	38 208,835	0,10
12 10	30 422,611	0,04	08 00	38 325,406	0,20
			08 18	38 474,915	0,04
		21.XI.1978	08 32	38 590,290	0,04
07 14	30 295,056	0,12	08 46	38 704,534	0,04
07 28	30 412,386	0,12	09 00	38 817,260	0,04
07 46	30 564,623	0,06	09 14	38 964,049	0,04
08 00	30 683,653	0,06	09 42	39 142,796	0,12
08 14	30 802,923	0,06	09 58	39 260,461	0,12
08 44	31 057,360	0,06	10 12	39 359,866	0,12
09 10	31 274,352	0,06	10 26	39 455,678	0,12
09 30	31 437,387	0,04	11 48	39 930,079	0,12
09 44	31 549,010	0,04	12 00	39 985,333	0,12
10 00	31 673,473	0,04			
10 20	31 823,583	0,04		26.XI.1978	
10 34	31 924,694	0,04	08 16	40 166,880	0,12
11 02	32 115,598	0,06	08 30	40 281,517	0,12
11 16	32 204,807	0,06	08 44	40 394,947	0,12
11 30	32 259,591	0,06	09 12	40 616,548	0,04
11 50	32 402,352	0,06	09 30	40 754,356	0,06
12 04	32 475,196	0,06	09 44	40 858,522	0,06
			09 58	40 959,572	0,06
		24.XI.1978	10 50	41 303,086	0,06
08 34	36 319,570	0,12	11 04	41 385,684	0,06

Таблица 3 (продолжение)

Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц	Время излучения, час, мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц
11 42	41 585,536	0,06	07 44	62 068,716	0,12
11 56	41 649,577	0,06	08 10	62 255,053	0,12
			08 30	62 393,435	0,12
			08 50	62 526,400	0,12
	27.XI.1978				
08 42	42 007,063	0,12			
08 56	42 117,939	0,06		26.XII.1978	
09 10	42 226,842	0,06	09 40	65 931,387	0,25
09 24	42 372,492	0,06	10 04	66 049,201	0,25
09 38	42 437,347	0,06	10 24	66 136,743	0,25
11 54	43 245,259	0,06	10 44	66 213,930	0,25
	18.XII.1978				
07 24	61 921,739	0,12			

значении расстояния до Венеры, достигнутой при обработке экспериментальных данных на межном интервале 1962–1975 гг.

Изложенные результаты подтверждают сделанный в [8] вывод, что при обеспечении полетов к Венере целесообразно вместо классических теорий движения Земли и Венеры применять теории, построенные на основе радиолокационных наблюдений Венеры.

Авторы выражают благодарность Р. А. Андрееву, С. М. Барабошину, В. Е. Зимову, Е. Ф. Кущенко, А. Г. Мелихову, В. М. Подолянину, Ю. В. Филину, О. С. Шампаровой, а также всем сотрудникам, участвовавшим в подготовке и проведении измерений.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР, Москва

Поступила в редакцию 22 августа
1979 г.

Литература

1. В. А. Котельников и др., Докл. АН СССР, 145, 1035, 1962.
2. В. А. Котельников и др., Сб. тр. ИРЭ АН СССР. Проблемы современной радиотехники и электроники, 1, 47, 1978.
3. В. А. Котельников и др., Докл. АН СССР, 151, 532, 1963.
4. В. А. Котельников и др., Докл. АН СССР, 163, 50, 1965.
5. В. А. Котельников и др., Астрон. ж., 50, 836, 1973.
6. В. А. Котельников и др., Астрон. ж., 53, 1270, 1976.
7. В. А. Котельников и др., Астрон. ж., 56, 405, 1979.
8. М. Д. Кислик и др., Докл. АН СССР, 241, 1046, 1978.
9. Э. А. Аким, В. А. Степанянц, Докл. АН СССР, 233, 314, 1977.
10. Ю. Н. Александров и др., Астрон. ж., 49, 175, 1972.

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МАРСА, ВЕНЕРЫ И МЕРКУРИЯ НА ВОЛНЕ 39 см В 1980 г.

*Ю. Н. Александров, А. С. Вышлов, В. М. Дубровин, А. Л. Зайцев,
С. П. Игнатов, В. И. Каевицер, академик В. А. Котельников, А. А. Крымов,
Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. Т. Тагаевский, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской*

Доклады Академии наук СССР. 1980. Том 255. № 6

В период с февраля по апрель 1980 г. в Центре дальней космической связи в Крыму Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций были проведены радиолокационные наблюдения Марса, Венеры и Меркурия. При этих наблюдениях для излучения и приема радиосигналов использовалась новая полноповоротная параболическая антenna с диаметром зеркала 70 м. Применение высокоеффективной антенны, а также повышение мощности передатчика и улучшение чувствительности приемника позволили в 50 раз повысить энергетический потенциал планетного радиолокатора (при сохранении прежней длины волны 39 см), что существенно расширило возможности радиолокационных исследований планет. В частности, предельные дальности радиолокации увеличились более чем в 2,5 раза.

Наблюдениями в 1980 г. были охвачены значительные участки орбит планет: 82° для Венеры вблизи элонгации, 139° для Меркурия в районе нижнего соединения и 29° для Марса в районе его противостояния; при этом наибольшие расстояния до Венеры, Меркурия и Марса соответственно составляли 161, 139 и 135 млн км (эти расстояния не являются предельными). В результате наблюдений была получена высокоточная астрометрическая информация, позволившая выяснить фактическую точность теорий движения внутренних планет. Были получены также новые сведения о рельефе и отражательных свойствах их поверхности.

Расстояния и скорости планет измерялись по методике, изложенной в работах [1, 2].

Отклонения расчетных расстояний до Венеры, прогнозированных на основе численной теории [3], от их измеренных значений на всем интервале наблюдений 1980 г. не превышали 6 км (как и в наблюдениях 1977 и 1978 гг.). При этом среднеквадратичные значения аппаратурно-методических ошибок измерений составляли 300–500 м

на дальностях до 140 млн км и 1–1,5 км на больших дальностях. График измеренных отклонений в зависимости от долготы подлокаторной точки в системе координат, принятой МАС в 1976 г., показан в верхней части рис. 1. Через полученные точки была проведена прямая линия, аппроксимирующая регулярную составляющую отклонений, обусловленную неточностью прогноза. При этом были исключены 3 точки на долготах 87, 193 и 201°, относящиеся согласно работе [4] к горным областям.

Вариации отклонений относительно аппроксимирующей линии, показанные отдельно в нижней части рис. 1, можно рассматривать как профиль высот поверхности Венеры вдоль трассы движения подлокаторной точки, широта которой изменялась от 1°,0 ю.ш. на долготе 70° до 3,7° ю.ш. на долготе 230°. Как видно из рис. 1, трасса пересекает холмистую равнину протяженностью около 8 тыс. км в интервале долгот 110–185° и две обширные горные области протяженностями около 4 тыс. км и 2,5 тыс. км в интервалах долгот 70–110° и 135–210° соответственно. Первая из них имеет наибольшую высоту около 4 км на долготе 90°, высота второй области достигает 2,5 км на долготе 195°.

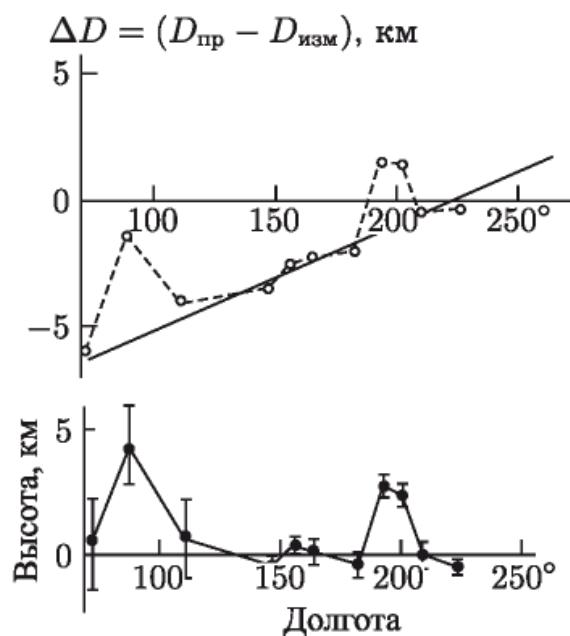


Рис. 1. Отклонения рассчитанных на основе [3] расстояния до Венеры от их измеренных значений (сверху) в записи мости от долготы в системе координат, принятой МАС в 1976 г. Трасса подлокаторной точки проходит от 1° ю.ш. (слева) до 3°7 ю.ш (справа). Внизу приведен профиль высот поверхности Венеры, полученный по этим измерениям. Вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные ошибки измерений

Профиль высот поверхности Венеры в интервале долгот 145–230° (см. рис. 2) более детально исследовался также другим способом [2], основанным на одновременном измерении расстояний до разных точек видимого экватора планеты, эхо-сигналы от которых при обработке

разделялись по запаздыванию и доплеровскому смещению частоты. Разрешение поверхности в этом случае составляло около $0,4^\circ$ по долготе или 40 км вдоль видимого экватора, что позволило, как видно из рис. 2, получить более подробную структуру профиля в окрестностях 8 точек, указанных на рис. 1, и выделить некоторые детали рельефа меньшего размера. Измерения, относящиеся к разным дням наблюдений, соединены на рис. 2 штриховой линией.

Прогнозирование расстояний до Марса в наблюдениях 1980 г. производилось на основе численной теории [5]. Отклонения измеренных расстояний от их прогнозированных значений за время наблюдений изменились в пределах 3–21 км и в значительной степени были обусловлены влиянием рельефа поверхности; при этом среднеквадратичные ошибки измерений составляли 0,6–1,5 км в зависимости от дальности до планеты. Анализ отклонений показал, что регулярная составляющая, обусловленная неточностью прогноза, за время наблюдений монотонно изменялась от 13,5 до 21 км. Такое согласование можно считать вполне удовлетворительным, если учесть, что фактический интервал прогноза был равен 9 годам, поскольку последняя радиолокационная информация, использовавшаяся при построении численной теории [5], относится к 1971 г. Изменение ошибки прогноза за время ночного цикла наблюдений (менее 8 ч) не превышало в основном 100 м, что значительно меньше ошибок измерений. Поэтому принималось, что вариации отклонений измеренных расстояний от прогноза в течение каждого отдельного цикла обусловлены лишь вариациями высот участков поверхности, проходящих через подлокаторную точку по мере вращения Марса. Протяженности трасс, вдоль которых за 8 ч перемещалась подлокаторная точка, составляли в среднем 117° по долготе. Поскольку Марс и Земля имеют разные (по величине и направлению) векторы скоростей собственного вращения и обращения по орбитам, то трассы с течением времени смещались как по долготе, так и по широте. В интервале наблюдений это смещение за одни сутки составляло $8^\circ 5' - 9^\circ$ по долготе и $1' 5'' - 3'$ по широте, при этом изменение широты за 8 ч не превышало $1'$. Широты трасс с 15 февраля по 15 апреля изменялись в пределах от $20^\circ 01'$ до $21^\circ 12'$.

Профили высот поверхности вдоль отдельных трасс обрабатывались методом наименьших квадратов в перекрывающихся участках, чтобы получить общий профиль высот поверхности Марса в полном интервале долгот $0 - 360^\circ$.

Вид полученного профиля приведен на рис. 3. Для привязки полученного профиля к среднему (нулевому) уровню поверхности использовалась топографическая карта Марса, составленная на основе телевизионных снимков, переданных с комического аппарата «Маринер-9» [6]. Привязка производилась по ровным участкам в интервалах долгот $160 - 190^\circ$ и $230 - 260^\circ$, лежащим на поверхности эллипсоида с осями $A = 3394,6$ км, $B = 3393,3$ км, $C = 3376,3$ км.

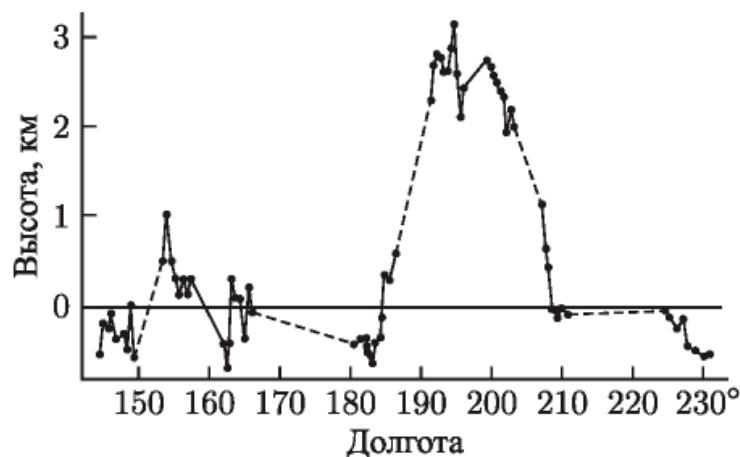


Рис. 2. Профиль высот поверхности Венеры, полученный по одновременным измерениям расстояния до разных точек видимого экватора на основе частотно-временной селекции эхо-сигналов. Разрешение по долготе $0^{\circ}4$ или 40 км вдоль экватора

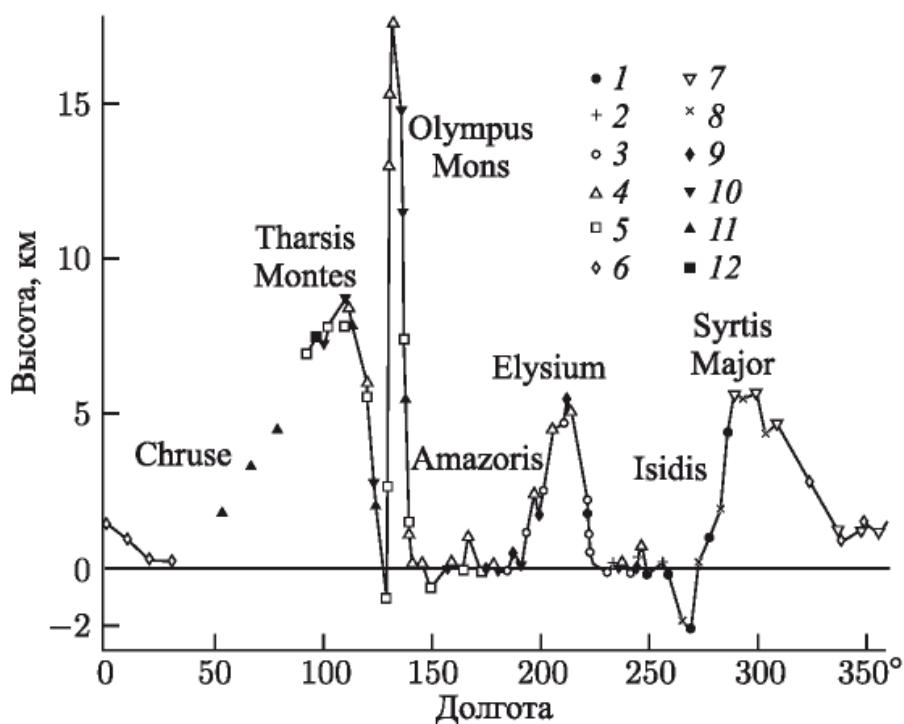


Рис. 3. Профиль высот поверхности Марса вдоль $20^{\circ}44' \pm 20'$ с.ш. Разрешение составляло около 3° по широте и 4° по долготе. Область в интервале $120-150^{\circ}$ анализировалась с разрешением по долготе около $1^{\circ}5$ (90 км). Малое число измерений в интервале $32-95^{\circ}$ не позволило получить в этой области непрерывный профиль высот. Точность измерения высот в зависимости от уровня сигналов изменялась от 0,6 до 1,5 км. Измерения в разные дни наблюдений: 1 — 15-16 II, 2 — 19-20 II, 3 — 21-22 II, 4 — 26-27 II, 5 — 28-29 II, 6 — 18-19 III, 7 — 21-22 III, 8 — 25-26 III, 9 — 2-3 IV, 10 — 8-9 IV, 11 — 11-12 IV, 12 — 15 IV 1980

Наиболее примечательным является участок профиля, полученный при прохождении подлокаторной точки по северному склону горы Olympus Mons, где наблюдается максимальная на широте $20^{\circ}44' \pm 20'$

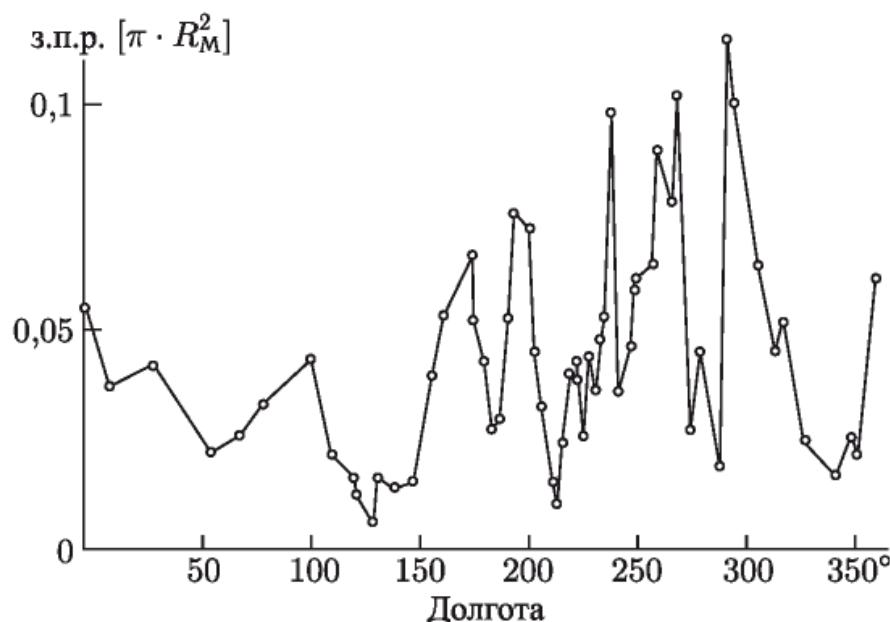


Рис. 4. Вариации э.п.р. Марса в единицах поперечного сечения πR_M^2 вдоль $20^\circ 44' \pm 20'$ с.ш. Ошибки измерений не превышали 30%

высота $17,6 \pm 1,5$ км. Средняя крутизна склонов горы, оцененная из отношения высоты к полуширине подножья на нулевом уровне, составляет $3^\circ 6$. Эта гора, как и сравнительно глубокая впадина слева от нее на долготе 130° , а также более протяженная впадина глубиной 2 км на долготе 270° , не были ранее зафиксированы на графике профиля Марса, полученным американскими исследователями в 1967 г. [7] в том же интервале широт. Измеренные впадины не наблюдаются и на указанной выше топографической карте Марса.

При радиолокации Марса в 1980 г. были проведены также измерения отражательных свойств его поверхности. Вариации эффективной площади рассеяния (э.п.р.), отнесенной к площади поперечного сечения планеты πR_M^2 в зависимости от долготы подлокаторной точки представлены на рис. 4. Поскольку в этих измерениях учитывались лишь сигналы, отраженные частью планеты, представляющей поверхность шарового сегмента с диаметром 730 км (высота сегмента ~ 20 км), полученные данные соответствуют нижней границе э.п.р. планеты.

Как видно из рис. 4, э.п.р. Марса изменяется более чем на порядок — от 0,01 до 0,12. Аномально низкие значения э.п.р. в районе горных образований Olympus Mons и Elysium могут быть связаны с особой структурой поверхности в этих районах, которая приводит к уменьшению площади участков, ориентированных перпендикулярно лучу радиолокатора. Наиболее высокое значение э.п.р. приходится на плоскогорье, расположенное в области Syrtis Major, где наблюдается сильное зеркальное отражение от крупномасштабных гладких областей.

Первые радиолокационные наблюдения Меркурия осуществлены в СССР летом 1962 г. [8]. Тогда были проведены исследования отражательных свойств его поверхности и измерения скорости движения.

Чувствительность прежнего планетного радиолокатора была недостаточна для проведения точных измерений расстояния до Меркурия, поэтому попыток его радиолокации в последующие годы в СССР не предпринималось.

В наблюдениях Меркурия в 1980 г. (с 1 марта по 5 апреля) расстояние до него измерялось с точностью 1,2 км, скорость его движения — с точностью 5 см/с. При этом расстояние до Меркурия составляло 97–139 млн км, а скорость его движения относительно Земли изменилась от –27,3 до +26,3 км/с. Измеренные расстояния в интервале наблюдений оказались на 120–420 км больше вычисленных по аналитической теории [9], построенной на основе оптических наблюдений. Как и следовало ожидать, точность классической аналитической теории движения Меркурия оказалась на полтора-два порядка хуже точности численных теорий [3, 5] по Венере и Марсу.

Авторы выражают благодарность Р. А. Андрееву, С. М. Барабошкину, В. П. Давыдову, О. Н. Дорощуку, В. П. Конофалову, А. Г. Мелихову, А. С. Набатову, В. М. Подолянюку, Л. Ф. Соловьевой, Ю. В. Филину, О. С. Шампаровой, С. А. Щетинникову, В. Н. Юрченко и другим участникам работ по радиолокации планет.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР, Москва

Поступило 4 IX 1980

Литература

1. В. А. Котельников и др., Астрон. журн., т. 57, 3 (1980).
2. Ю. Н. Александров и др., там же, т. 57, 237 (1980).
3. М. Д. Кислик и др., ДАН, т. 241, 1046 (1978).
4. D. B. Campbell et al., Science, v. 175, 514 (1972).
5. М. Д. Кислик и др., ДАН, т. 249, 78 (1979).
6. *Atlas of Mars (M25 M3 RMS)*, U.S. Geological Survey, 1967.
7. G. H. Pettengill et al., Astron. J., v. 74, 461 (1969).
8. В. А. Котельников и др., ДАН, т. 147, 1320 (1962).
9. Астрономический ежегодник СССР с приложением, 1980.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ВЕНЕРЫ НА ВОЛНЕ 39 см В 1980 г.

*В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, Р. А. Андреев, А. С. Вышлов,
В. М. Дубровин, В. А. Гришмановский, А. Л. Зайцев, В. И. Каевицер,
А. А. Крымов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига, А. Ф. Хасянов, А. М. Шаховской*

Астрономический журнал. 1982. Том 59. Вып. 4

В период с 15 февраля по 15 апреля 1980 г. с помощью новой полноповоротной параболической антенны диаметром 70 м выполнены радиолокационные наблюдения Венеры в интервале дальностей от 161 до 94 млн км. Проведены измерения расстояния до планеты, скорости ее движения, а также профиля высот поверхности в интервале долгот 70° – 230° ; широта подлокаторной точки при этом изменялась от 1° до $3,7^{\circ}$ ю.ш. Отклонение измеренного расстояния от прогноза, вычисленного на основе новой численной теории движения планет, не превышает 6 км при среднеквадратичном значении ошибок измерений 0,3–1,5 км. В исследованной части поверхности Венеры наблюдаются две горные области, разделенные протяженной холмистой равниной. Первая из горных областей достигает высоты 4,5 км вблизи долготы 90° , вторая — 2,5 км на долготе 195° . Протяженность этих областей составляет примерно 4 тыс. км и 2,5 тыс. км соответственно.

Results of radar observations of Venus at 39 cm wave in 1980, by V. A. Kotelnikov, Yu. N. Alexandrov, R. A. Andreev, A. S. Vyshov, V. M. Dubrovin, V. A. Grishmanovsky, A. L. Zaitsev, V. I. Kaevitser, A. A. Krymov, G. M. Petrov, O. N. Rzhiga, A. F. Hasyanov, A. M. Shahovskoj. — Over the period from February 15 to April 15, 1980 radar observations of Venus were carried out with a new fully steerable parabolic antenna of Ø70 m in the range of 161–94 million km. Distances from the planet, its motion velocities, surface altitude profiles in the longitude range of 70° – 230° were measured. The latitude of a subradar point changed therewith from 1° to 3.7° SL. The deviation of the measured distance from the predicted one, calculated on the basis of a new numerical theory of planet motion, did not exceed 6 km for rms values of measurement errors of 0,3–1,5 km. Two mountain areas divided by an extensive hilly plain were observed in the investigated Venussian region. One of them reached the height of 4,5 km, whereas the other reached 2,5 km at the longitude of 195° . There areas lengthed about 4000 km and 2500 km correspondingly.

Введение

Весной 1980 г. в Крыму Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций был проведен очередной цикл радиолокационных наблюдений Венеры [1]. Для излучения и приема радиосигналов использовалась новая полноповоротная парabolicкая антенна с диаметром зеркала 70 м. Благодаря применению высокоеффективной антенны, повышению мощности передатчика и улучшению чувствительности приемника энергетический потенциал планетного радиолокатора при сохранении прежней длины волны увеличен в 50 раз, что позволяет сейчас проводить радиолокацию Венеры на всей ее орбите, включая максимальное удаление 240 млн км. В 1980 г. наблюдениями было охвачено 82° дуги ее орбиты в окрестностях наибольшей элонгации, расстояние в период наблюдений изменилось от 161 до 94 млн км (Венера приближалась к Земле).

В данной статье приводятся результаты измерений расстояний, скорости и профиля высот поверхности планеты.

Измерения расстояния и скорости Венеры

Расстояние и скорость движения Венеры относительно радиолокатора определялись по измерениям времени распространения (запаздывания) и доплеровской поправки для эхо-сигнала от ближайших к Земле участков ее поверхности (от подлокаторной точки). Доплеровская поправка вводится в частоту излучаемого сигнала f_0 для компенсации доплеровского смещения частоты эхо-сигнала. Ее величина определяется таким образом, чтобы частота эхо-сигнала от подлокаторной точки была равна номинальному значению f_0 [2].

В качестве эталона времени и частоты при измерениях использовался водородный стандарт, значение частоты эталонного сигнала которого известно с точностью лучше чем 10^{-12} . Из него путем преобразования частоты (умножения, деления, смешивания) формировались сигналы всех систем планетного радиолокатора-передатчика, гетеродинов приемника, программно-временного устройства и системы обработки эхо-сигналов. При этом достигались высокая точность знания номиналов и стабильность всех частот, что обеспечивало высокую точность частотно-временных измерений.

Априорное знание орбит Венеры и Земли дает возможность рассчитать прогнозируемые значения запаздывания и доплеровской поправки заранее, поэтому процесс измерений включал два этапа: сначала при излучении зондирующего сигнала аппаратурно воспроизводились (отсчитывались) их прогнозируемые значения, а затем при обработке принятых эхо-сигналов определялись отклонения от прогноза. Прогнозирование осуществлялось на основе численной теории движения Венеры и Земли, построенной в работе [3]. Как выяснилось, ошибки прогноза на интервале наблюдений 1980 г. не превышали 6 км по даль-

ности и 3 см/с по скорости. Аппаратурное прогнозирование позволило в значительной мере реализовать высокую точность измерительного эталона и резко сократить диапазон неопределенности при обработке эхо-сигналов.

Временной ход прогнозируемой доплеровской поправки на интервале каждого сеанса наблюдений аппроксимировался полиномом третьей степени и воспроизводился по программе с точностью 0,01 Гц с помощью специализированного цифрового синтезатора программно-изменяемых частот [4], синтез которых производился из частоты эталонного колебания.

Для измерения запаздывания и частоты в качестве зондирующего сигнала применялся непрерывный радиолокационный сигнал с периодической линейной (пилообразной) частотной модуляцией (ЛЧМ-сигнал), который формировался из эталонного колебания методом прямого цифрового синтеза [5]. Девиация частоты F_m и период модуляции T_m выбирались в следующих комбинациях: 1) $F_m = 128$ кГц, $T_m = 0,5$ с — при дальностях до Венеры меньше 140 млн км; 2) $F_m = 32$ кГц, $T_m = 0,25$ с — при больших дальностях. Разрешающая способность по дальности, определяемая девиацией частоты, при этом составляла соответственно 1,2 и 4,8 км.

Начало модуляции и программного изменения доплеровской поправки при излучении сигнала привязывалось к началу целой минуты Всемирного координированного времени UTC.

Длительности режимов излучения и приема были равны прогнозированному запаздыванию. В режиме приема ЛЧМ-сигнал использовался в качестве гетеродинного колебания приемника для демодуляции принимаемых эхо-сигналов, поэтому он синтезировался вторично с задержкой на прогнозируемое время запаздывания эхо-сигнала от подлокаторной точки, которое отсчитывалось специализированным программно-временным устройством [6] с дискретностью 0,1 мкс путем счета числа периодов эталонного сигнала с частотой 10 МГц.

Изменение запаздывания за время сеанса наблюдения компенсировалось путем ввода соответствующей программно-изменяемой доплеровской поправки в частоту эталонного колебания, из которого синтезировался излучаемый ЛЧМ-сигнал. В этом случае его период модуляции и девиация частоты изменялись таким образом, чтобы их значения для эхо-сигнала от подлокаторной точки были равны номинальным на протяжении всего режима приема, что позволяло осуществлять накопление и усреднение эхо-сигнала, как от неподвижной цели.

Измерения доплеровской поправки производились как при излучении ЛЧМ-сигнала, так и при излучении немодулированного зондирующего сигнала.

Принятые сигналы обрабатывались на ЭВМ. При этом сначала методом быстрого преобразования Фурье производился спектральный анализ с разрешением 0,122 Гц и синтезировалось двумерное распре-

Таблица 1. Запаздывание сигнала при радиолокации Венеры в 1980 г.

Дата 1980 г.	Время излучения, час. мин	Измеренное запаздывание, мкс	Среднеквадратичная ошибка, мкс
15.II	17 00	1 073 651 774	8
21.II	16 28	1 033 520 113	7
1.III	08 26	973 423 380	6
15.III	08 44	872 010 823	2
15.III	09 18	871 832 445	2
18.III	16 58	847 100 700	3
18.III	17 32	846 036 037	3
18.III	18 30	846 642 380	3
21.III	18 24	824 098 507	3
29.III	13 44	764 400 850	3
29.III	14 14	764 331 694	3
2.IV	17 10	732 493 970	3
2.IV	17 40	732 335 907	3
5.IV	13 40	710 315 644	2
5.IV	14 10	710 154 765	3
8.IV	17 00	685 886 036	3
15.IV	15 38	631 691 901	4
15.IV	16 04	631 553 218	4
15.IV	18 12	630 873 060	4
15.IV	18 52	630 660 953	3

деление мощности отраженных сигналов по запаздыванию и частоте, затем полученное распределение анализировалось с учетом корреляционных свойств зондирующего сигнала и закономерностей отражения сигналов поверхностью планеты [2, 7]. В результате анализа определялись запаздывание и доплеровская поправка частоты сигнала, отраженного от ближайшей к Земле области планеты, а также параметры, характеризующие отражательные свойства и рельеф ее поверхности.

Результаты измерения запаздывания и доплеровской поправки частоты отраженных сигналов приведены в табл. 1 и 2 соответственно. В первом столбце таблиц даны моменты начала излучений сигналов в системе Всемирного координированного времени UTC, во втором столбце — измеренные величины, третий столбец содержит среднеквадратичные ошибки измерений. Для удобства совместного использо-

Таблица 2. Доплеровская поправка при радиолокации Венеры в 1980 г.

Дата 1980 г.	Время излучения, час. мин	Измеренная доплеровская поправка, Гц	Среднеквадратичная ошибка, Гц
1.III	08 26	-64 236,25	0,12
15.III	08 10	-67 301,37	0,2
15.III	08 44	-67 283,16	0,1
15.III	09 18	-67 145,05	0,1
18.III	16 24	-65 282,28	0,1
18.III	16 58	-65 174,52	0,1
18.III	17 32	-65 008,73	0,06
18.III	18 30	-65 048,23	0,06
21.III	18 24	-65 650,14	0,06
29.III	13 12	-68 261,48	0,12
29.III	13 44	-68 065,12	0,06
29.III	14 14	-67 876,26	0,06
2.IV	16 40	-67 623,04	0,12
2.IV	17 10	-67 536,76	0,1
2.IV	17 40	-67 473,01	0,06
5.IV	13 12	-68 082,75	0,25
5.IV	13 40	-68 700,88	0,06
5.IV	14 10	-68 610,84	0,06
8.IV	17 00	-67 082,10	0,12
15.IV	15 04	-68 570,80	0,12
15.IV	15 38	-68 308,28	0,06
15.IV	16 04	-68 281,68	0,06
15.IV	18 12	-67 047,35	0,06
15.IV	18 52	-67 035,28	0,06

вания полученных данных с ранее опубликованными, результаты измерений приведены к антенне с координатами [8] $\varphi = 45^\circ 10'$, $\lambda = 33^\circ 15'$, отнесенными к общему земному сфероиду МАС (большая полуось $a_c = 6378140$ м, сжатие $\alpha = 1/298,257$) и высотой $H = 0$. Номинальная частота радиолокатора [8] $f_0 = 768719220$ Гц.

На рис. 1 показаны усредненные по дням наблюдений отклонения измеренных расстояний до Венеры от расчетных значений, вычислен-

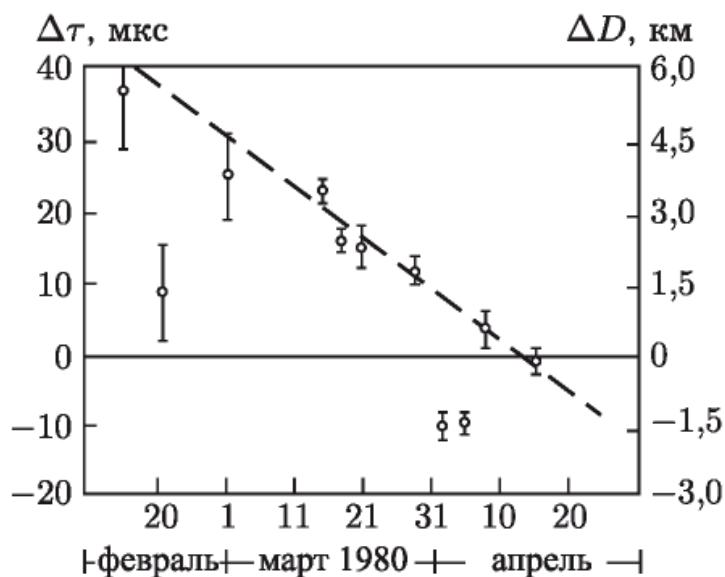


Рис. 1. Усредненные по дням наблюдений отклонения измеренных запаздываний $\Delta\tau$ (слева) и соответствующих им расстояний до Венеры ΔD (справа) от расчетных значений, вычисленных на основе численной теории [3]

ных на основе численной теории [3]. Как видно из этого рисунка, на интервале наблюдений максимальное отклонение измеренного расстояния от прогноза составляет примерно 6 км. При этом среднеквадратичные значения аппаратурно-методических ошибок измерений составляли 300–500 м на дальностях до планеты менее 140 млн км и 1–1,5 км на больших дальностях. Следует отметить, что отклонения измеренных расстояний от прогноза, вычисленного на основе аналитической теории Ньюкома с поправками Данкома, достигали 600 км, т. е. были в 100 раз больше, чем в случае использования численной теории движения планет [3].

Измеренные значения запаздывания, приведенные в табл. 1, были использованы при построении единой релятивистской теории движения внутренних планет [9].

Рельеф поверхности Венеры

Отклонения измеренных расстояний до ближайшей точки поверхности от прогноза содержат две составляющие. Первая из них обусловлена ошибками прогнозирования движения планеты и носит регулярный характер. Вторая составляющая связана с вариациями высот поверхности планеты. Регулярная составляющая отклонения с высокой точностью может быть аппроксимирована [7] полиномом низкой степени. Тогда вариации измеренных отклонений (с противоположным знаком) относительно аппроксимирующей кривой, представленные в зависимости от долготы подлокаторной точки, можно рассматривать как профиль высот поверхности планеты. На рис. 1 регулярная составляющая ΔD аппроксимировалась прямой линией (пунктирная линия), причем при

ее проведении из рассмотрения были исключены три точки, соответствующие измерениям 21.II, 2.IV и 5.IV 1980 г. Наблюдаемые в этих точках резкие кратковременные вариации величины ΔD не могут быть объяснены ни ошибками измерений, ни другими причинами, кроме вариации высот самой поверхности.

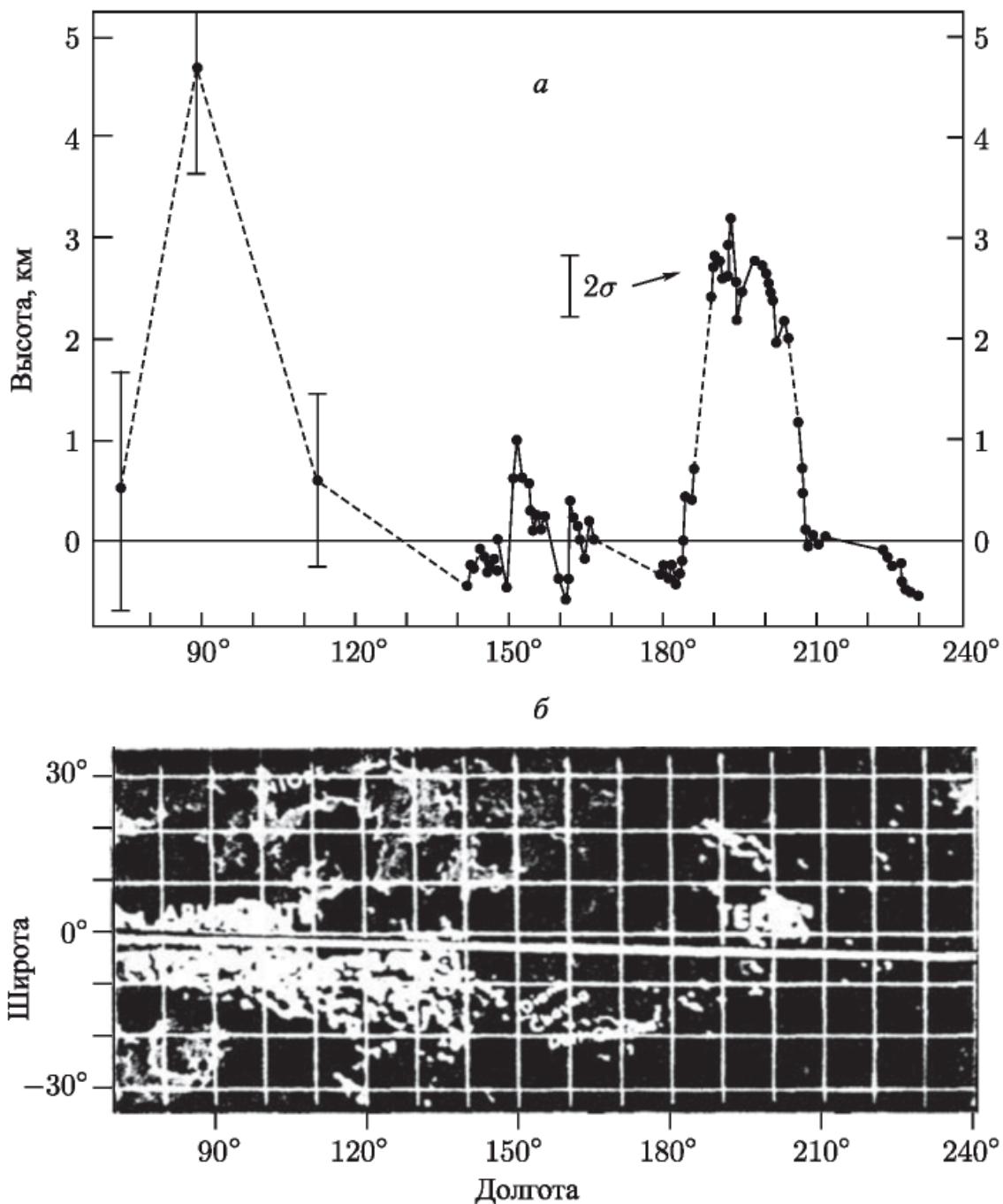


Рис. 2. Профиль высот поверхности Венеры (СССР, 1980 г.), полученный по радиолокационным наблюдениям на волне 39 см (а), и карта высот поверхности Венеры (б), полученная с помощью космического аппарата «Пионер–Венера» [10]. Белой линией показана трасса, вдоль которой измерялся профиль, приведенный в верхней части рисунка. Широта трассы изменялась от $1,0^\circ$ ю.ш. на долготе 70° до $3,7^\circ$ ю.ш. на долготе 230°

Профиль высот поверхности Венеры в интервале долгот 145° – 230° , где уровень отраженного сигнала был достаточно высок, более детально исследовался также и другим методом [7], основанным на одновременном измерении расстояний до разных точек видимого экватора планеты, эхо-сигналы от которых разделялись путем анализа отраженного сигнала по запаздыванию и доплеровскому смещению частоты. В этом случае разрешение поверхности вдоль видимого экватора составляло около 40 км ($0,4^{\circ}$ по долготе), что позволило получить более подробную структуру профиля в окрестностях восьми точек, указанных на рис. 1.

Построенный профиль высот поверхности Венеры вдоль трассы, широта которой изменялась от $1^{\circ},0$ ю.ш. на долготе 70° до $3^{\circ},7$ ю.ш. на долготе 230° , представлен на рис. 2, а. Как видно, в исследованной части поверхности Венеры наблюдаются две горные области, разделенные протяженной холмистой равниной. Первая из горных областей достигает высоты около 4,5 км вблизи долготы 90° , вторая — 2,5 км на долготе 195° . Протяженность этих областей составляет примерно 4 тыс. и 2,5 тыс. км соответственно.

На рис. 2, б приведена карта высот поверхности Венеры, полученная с помощью космического аппарата (КА) «Пионер–Венера» [10]. Здесь более ярким участкам соответствуют в целом большие высоты, причем дискретность изображения высот составляет 500 м. Трасса, вдоль которой измерялся профиль, приведенный на рис. 2, б, показана белой линией. Сравнение рис. 2, а и 2, б показывает, что профиль, полученный по наземным радиолокационным наблюдениям планеты, хорошо согласуется с измерениями, проведенными с помощью КА «Пионер–Венера».

Авторы выражают благодарность С. М. Барабошкину, В. П. Давыдову, О. Н. Дорошуку, С. П. Игнатову, А. Н. Козлову, Ю. Ф. Колюке, В. П. Конофалову, З. Г. Кузнецовой, А. Г. Мелихову, Е. П. Молотову, А. С. Набатову, В. М. Подолянюку, Л. Ф. Соловьеву, А. Т. Тагаевскому, Ю. В. Филину, О. С. Шампаровой, С. А. Щетинникову, В. Н. Юрченко и другим участникам работ по радиолокации Венеры.

Институт радиотехники
и электроники Академия наук СССР

Поступила в редакцию 7.I.1982

Литература

1. Ю. Н. Александров, А. С Вышлов, В. М. Дубровин и др. Докл. АН СССР, 1980, 255, 1334.
2. Ю. Н. Александров, Б. И. Кузнецов, Г. М. Петров, О. Н. Ржига. Астрон. ж., 1972, 49, 175.
3. М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов. Докл. АН СССР. 1978, 241, 1046.
4. А. Л. Зайцев, Г. М. Петров. XI Всесоюзн. радиоастрономич. конф. по аппаратуре, антеннам и методам: Тезисы докл. Ереван, 1978, с. 279.

5. А. Л. Зайцев, Г. М. Петров. XI Всесоюзн. радиоастрономии, конф. по аппаратуре, антеннам и методам: Тезисы докл. Ереван, 1978, с. 277.
6. Г. М. Петров, А. Ф. Хасянов. XI Всесоюзн. радиоастрономич. конф. по аппаратуре, антеннам и методам: Тезисы докл. Ереван, 1978, с. 282.
7. Ю. Н. Александров, В. К. Головков, В. М. Дубровин и др. Астрон. ж., 1980, 57, 237.
8. В. А. Котельников, Ю. Н. Александров, В. К. Головков и др. Астрон. ж., 1979, 56, 405.
9. М. Д. Кислик, Ю. Ф. Колюка, В. А. Котельников, Г. М. Петров, В. Ф. Тихонов. Докл. АН СССР, 1980, 255, 545.
10. G. H. Pettengill et al. Scientific American, 1980, 243, 46.

РАЗВИТИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАНЕТ В СОВЕТСКОМ СОЮЗЕ

*В. А. Котельников, О. Н. Ржига, Ю. Н. Александров, В. М. Дубровин,
В. А. Морозов, Г. М. Петров, А. М. Шаховской, А. В. Францессон*

Проблемы современной радиотехники и электроники.

Под ред. В. А. Котельникова. М.: Наука, 1980

Введение

Радиолокационные исследования планет являются новым направлением наблюдательной астрономии. Непосредственным толчком к началу радиолокационных исследований планет послужила необходимость в уточнении астрономической единицы¹⁾, возникшая в связи с организацией межпланетных полетов. Первой мишенью была выбрана Венера, которая ближе других планет подходит к Земле. На первый взгляд может показаться, что для уточнения астрономической единицы было бы удобнее использовать Луну, поскольку радиолокация Луны проводится с 1946 г. Однако расстояние между Землей и Луной непосредственно не выражается через астрономическую единицу.

Основная трудность радиолокационных исследований планет заключена в огромной величине межпланетных расстояний. Так, расстояние между Землей и Венерой изменяется в пределах от 40 до 260 млн км. Поскольку интенсивность отраженного сигнала у приемника убывает пропорционально четвертой степени расстояния, в первых экспериментах можно было надеяться обнаружить отраженный сигнал только при минимальном расстоянии — вблизи нижнего соединения Венеры, которое повторяется раз в 19 месяцев. Даже в этом случае, чтобы перейти от Луны к Венере, чувствительность (энергетический потенциал) радиолокатора необходимо увеличить примерно в 10 млн раз, а для обнаружения сигнала, отраженного Марсом, еще в 100 раз (см. рис. 1). Поэтому обнаружение отраженного сигнала можно было осуществить только на определенном этапе развития антенной техни-

¹⁾ Единица расстояния в астрономии, равная среднему расстоянию Земли от Солнца.

ки, техники передающих и приемных устройств, методов выделения сигналов, на что потребовалось около 15 лет.

Впервые эксперимент по радиолокации Венеры, считавшийся первоначально удачным, был выполнен в феврале 1958 г. в Массачусетском технологическом институте группой Р. Прайса [1]. В следующем нижнем соединении планет в сентябре 1959 г. радиолокация Венеры была проведена также и в радиоастрономической обсерватории Джодрел-Бэнк Дж. Эвансом и Г. Тейлором [2]. Как выяснилось впоследствии, результаты этих экспериментов оказались ошибочными, так как случайные выбросы шумов приемника были приняты за отраженный сигнал. Радиолокационная установка Массачусетского технологического института (Милстоун-Хил) имела в то время недостаточную чувствительность.

Создание радиолокационной установки для исследования планет

В середине 1960 г. исследования по подготовке к радиолокации Венеры были начаты в Институте радиотехники и электроники АН СССР. С тех пор цикл работ «Радиолокация планет» является одним из основных направлений научных исследований, ведущихся в Институте.

Для осуществления радиолокации Венеры было решено использовать antennу и передатчик Центра дальней космической связи, строившегося в то время в Крыму под Евпаторией. За оставшиеся до ближайшего нижнего соединения полгода был создан радиолокатор. Структура радиолокатора и методика радиолокационных наблюдений были разработаны О. Н. Ржигой. Работу по созданию радиолокатора удалось выполнить благодаря энтузиазму всего коллектива участников. Решающая роль в создании коллектива и организации радиолокационных наблюдений принадлежит А. М. Шаховскому.

Приступая к радиолокационным исследованиям Венеры, надо было разработать измерительную аппаратуру, параметры которой были бы согласованы с параметрами отраженного сигнала. Последние определяются физическими характеристиками планеты, о которых в то время практически ничего не было известно. Первые эксперименты по радиолокации Венеры в США и Англии [1, 2], оказавшиеся впоследствии неудачными, приводили к оценкам отражательной способности планеты, отличающимся в 40 раз. В отношении вращения Венеры, от которого зависит расширение спектральной линии отраженных волн, в то время существовали самые противоречивые предположения. В дополнение к этому неопределенность в расстоянии между Землей и Венерой согласно различным оценкам, основанным на данных оптических наблюдений, достигала 100 тыс. км.

Ввиду неопределенности параметров отраженный сигнал предполагалось регистрировать на магнитную ленту, что позволяло подобрать оптимальные параметры измерительной аппаратуры при многократном

воспроизведении записей. Система магнитной записи с использованием опорного колебания для точного отсчета времени при ее воспроизведении была разработана В. М. Дубровиным [3].

Для обнаружения слабого отраженного сигнала на фоне флюктуационных шумов приемной аппаратуры нужно было обеспечить длительное усреднение (до единиц и десятков часов при очень слабом сигнале). Обнаружение отраженного сигнала и измерение его частоты и энергии осуществлялись с помощью многоканального (10–20 каналов) анализатора спектра, разработанного В. А. Морозовым при участии З. Г. Труновой [4]. Измерение энергии сигнала основывалось на том, что суммарное время превышения огибающей флюктуационного шума и сигнала некоторого порогового уровня в каждом частотном канале анализатора растет пропорционально энергии сигнала.

В. И. Бунимовичем и В. А. Морозовым показано, что при соответствующих условиях примененный метод измерения энергии слабого сигнала практически эквивалентен оптимальному приему [5]. Этот анализатор был изготовлен под руководством Г. А. Подопригоры.

Излучение передатчика имело вид периодической последовательности посылок и пауз равной длительности, чтобы осуществить радиометрический метод приема. При приеме время превышения порогового уровня определялось отдельно для посылок и пауз и бралась их разность, пропорциональная энергии сигнала. Так исключались самопроизвольное изменение усиления приемного тракта и дрейф нуля пороговых схем.

Необходимость в магнитной записи выявилась в первых наблюдениях Венеры в апреле 1961 г. [6, 7]. При непосредственном анализе, проводившемся одновременно с приемом отраженного сигнала, расстояние было измерено с неоднозначностью, определяемой периодом модулирующего колебания. Из возможных значений расстояния до Венеры вначале было выбрано наиболее близкое к полученному ранее астрономическими методами, что оказалось впоследствии неверным. Полосы фильтров в анализаторе спектра, которые были выбраны исходя из предполагавшейся скорости вращения Венеры, оказались слишком широкими, что приводило к проигрышу в отношении сигнал–шум (которое и так было невелико) и оценке ширины спектра отраженного сигнала, которая не была подтверждена впоследствии. Однако анализ магнитных записей, проведенный вскоре после радиолокационных наблюдений при использовании узкополосных электромеханических фильтров, разработанных М. Г. Голубцовым [3], позволил раскрыть неоднозначность в измеренном расстоянии по доплеровскому смещению центральной частоты спектра и правильно оценить его ширину.

Астрономические эфемериды позволяют свести измерения запаздывания и доплеровского смещения отраженного сигнала к измерению отклонений этих величин относительно эфемеридных, вычисленных на основе существующей теории движения планет, что резко сокращает интервал измерений. С этой целью были разработаны специаль-

ные устройства, обеспечивающие воспроизведение расчетных значений запаздывания и доплеровского смещения [3]. Доплеровский генератор позволял изменять несущую частоту сигнала в диапазоне ± 50 кГц с дискретностью 1 Гц. Расчетное запаздывание воспроизводилось счетчиком числа периодов некоторого колебания стабильной частоты. Устройство позволяло отмерять временные интервалы длительностью до 700 с с дискретностью 0,5 мс. Текущие значения частоты и запаздывания устанавливались вручную по заранее рассчитанным таблицам. Программное устройство для отсчета временных интервалов и автоматического управления системами радиолокатора при излучении и приеме сигналов было разработана Г. М. Петровым.

Передатчик Центра дальней космической связи предназначен для работы в режиме непрерывного излучения, что удобно для спектральных измерений. Чтобы иметь возможность измерять расстояние и распределение энергии отраженных волн по времени запаздывания, нужно было ввести модуляцию. Измерения расстояния при радиолокации Луны и в первых опытах по радиолокации Венеры в США и Англии проводились с помощью амплитудной импульсной модуляции излучения; применение ее в передатчике непрерывного излучения привело бы к снижению средней излучаемой мощности. Периодическая манипуляция амплитуды или частоты излучения, использовавшаяся в 1961 г., не удовлетворяла по точности и однозначности измерений. Поэтому в последующих наблюдениях была выбрана линейная частотная модуляция, при которой частота излучаемого колебания изменяется по пилообразному закону, а частота гетеродина в приемнике повторяет этот закон с задержкой на прогнозируемое время запаздывания отраженного сигнала. Отклонение в запаздывании сигнала от прогнозируемого значения переводится при этом в пропорциональное смещение частоты сигнала на выходе приемника, которое можно измерить с помощью многоканального анализатора спектра. Система обработки сигнала при этом получается более простой, чем для других видов модуляции (амплитудной импульсной или фазокодовой).

Применение линейной частотной модуляции оказалось очень эффективным после того, как в 1962 г. Б. И. Кузнецовым и И. В. Лишиным был создан специальный генератор, обеспечивающий строгую линейность изменения частоты [8]. Модулированная последовательность синтезируется из достаточно коротких отрезков синусоид возрастающей или убывающей частоты, сращиваемых в моменты одновременного перехода колебаний через нуль. Исходные гармонические колебания получаются дробно-частотным преобразованием от высокостабильного задающего генератора. Этот метод обеспечивает строгую линейность изменения частоты на периоде модулирующей последовательности и высокую точность повторения ее формы, что было бы невозможно получить с помощью обычного частотного модулятора.

Вследствие эффекта Доплера движение планеты относительно антennы радиолокатора вызывает, помимо изменения средней частоты

принимаемого сигнала, искажение формы (сжатие или растяжение) модулирующей последовательности. Предложен оригинальный способ учета этих искажений, состоящий в том, что в частоту задающего генератора, служащего для синтезирования модулирующей последовательности, вводится поправка на ожидаемое доплеровское смещение. При этом модулирующая последовательность оказывается предварительно искаженной так, чтобы в момент приема эти искажения были скомпенсированы движением планеты.

В 1962 г., когда чувствительность радиолокационной установки была повышена в 6 раз, главным образом за счет применения на входе приемного устройства парамагнитного усилителя на охлаждаемом гелием кристалле рубина, разработанного А. В. Францессоном под руководством М. Е. Жаботинского [9], радиолокатор Центра дальней космической связи был самым чувствительным. Но затем в США были созданы новые радиолокаторы на базе больших антенн, работающие на волнах 3,8; 12,5; 23 и 70 см. Проигрывая в дальности действия, радиолокатор Центра дальней космической связи благодаря совершенствованию аппаратуры и методики [10] не уступает зарубежным установкам в точности измерений. К тому же он отличается длиной волны (39 см).

Применение частотной модуляции с девиацией до 128 кГц обеспечивает при радиолокации Венеры точность измерения расстояния лучше 1 км при дальности до 100 млн км (в 1961 г. точность измерения расстояния составила 3000 км при дальности до 50 млн км). Точность спектральных измерений при наблюдении Венеры составляет 0,05 Гц (на частоте около 10^9 Гц!) или при пересчете к радиальной скорости планеты 1 см/с.

Высокая точность спектральных измерений обеспечивается применением электронной вычислительной машины для спектрального анализа отраженного сигнала [11, 12]. При этом отпадают трудности изготовления большого числа узкополосных фильтров, имеющих идентичные и очень стабильные частотные характеристики. Решающий вклад в развитие цифровых методов спектральных измерений и создание комплекса цифровой обработки радиолокатора сделан Ю. Н. Александровым [13]. Специализированное вычислительное устройство, служащее для наблюдения за текущим спектром отраженного сигнала во время приема для оценки его формы, интенсивности и частоты, разработано Г. М. Петровым.

Усовершенствованный комплекс аппаратуры для измерения времени запаздывания отраженного сигнала разработан А. Л. Зайцевым и А. Ф. Хасяновым под руководством Г. М. Петрова [14, 15]. Уникальные устройства обеспечивают воспроизведение эфемеридных значений запаздывания с точностью 1 мкс на интервале до 1000 с и доплеровского смещения с точностью 0,01 Гц в диапазоне ± 100 кГц. Доплеровский генератор осуществляет интерполяцию расчетной кривой доплеровского смещения полиномом 3-й степени на интервале до 20 мин.

Много труда в изготовление, наладку и обслуживание аппаратуры радиолокатора, разработанной в ИРЭ, вложили Р. А. Андреев, Л. В. Апраксин, С. М. Барабошкин, В. И. Каевицер, Ю. В. Филин, А. Г. Мелихов, Е. Ф. Кущенко, П. В. Кузнецов, В. К. Сорокин, А. Т. Тагаевский, С. М. Голубев, А. С. Палатов.

Наблюдения планет

Наблюдения Венеры в 1961 г. после раскрытия неоднозначности позволили уточнить значение астрономической единицы и получить оценки отражательной способности и нижнего предела периода вращения Венеры [7].

В следующем нижнем соединении Венеры в 1962 г. благодаря повышению чувствительности радиолокационной установки стало возможным провести измерения расстояния до Венеры на протяжении двух месяцев и получить важные физические характеристики планеты [16]. Определены период и направление вращения Венеры. Впервые получено распределение энергии отраженных волн по времени запаздывания с высоким разрешением, позволившее установить природу отражающей поверхности Венеры. За счет более простой процедуры обработки отраженного сигнала при линейной частотной модуляции это удалось сделать на два года раньше, чем американским исследователям, использующим амплитудную импульсную или фазокодовую модуляцию излучения. В 1962 г. изучались вариации отражательной способности и деполяризации волн при отражении от поверхности Венеры [17].

Повышение чувствительности радиолокатора сделало возможным в 1962 г. впервые обнаружить сигнал, отраженный Меркурием, который находится дальше и имеет меньшие размеры, чем Венера. Независимая проверка астрономической единицы при радиолокации Меркурия подтвердила значение, полученное из наблюдений Венеры [18].

В 1963 г. проводились первые эксперименты по обнаружению сигналов, отраженных Марсом [19] и Юпитером [20]. Быстрое вращение этих планет приводит к сильному расширению спектральной линии отраженного сигнала, затрудняя его обнаружение. Юпитер — самая удаленная из планет, для которой можно было надеяться обнаружить отраженный сигнал при достигнутой чувствительности радиолокационной установки. В январе-феврале 1966 г. были проведены совместные с английской обсерваторией Джодрел-Бэнк радиолокационные наблюдения Венеры. Посыпаемое из Центра дальней космической связи монохроматическое излучение после отражения Венерой принималось большим радиотелескопом обсерватории Джодрел-Бэнк, где записывалось на магнитную ленту. Затем эти записи обрабатывались в ИРЭ с помощью ЦВМ БЭСМ-2М [21]. Высокая точность спектральных измерений, достигнутая за счет применения ЦВМ, а также возможность длительного усреднения результата, появившаяся благодаря тому, что передатчик

находился за горизонтом и не было необходимости выключать его на время приема, позволили обнаружить в спектре отраженного Венерой сигнала детали, обусловленные локальными областями поверхности планеты, имеющими на радиоволнах более высокую отражательную способность, чем окружающая местность. По перемещению деталей в спектре сигнала, полученного в двух нижних соединениях, определены координаты этих «ярких» областей и произведено уточнение периода вращения и ориентации оси вращения Венеры.

С 1969 г. с помощью радиолокационной установки Центра дальней космической связи проводятся регулярные измерения расстояния и радиальной скорости Венеры с целью прогнозирования положения планеты на завершающем этапе полета к ней межпланетных станций. Создание комплекса цифровой обработки отраженного сигнала позволило оперативно выдавать результаты измерений.

За 10 лет (с 1961 г.) за счет повышения мощности передающего устройства, усовершенствования антенны, приемника и методов обработки отраженного сигнала чувствительность радиолокационной установки возросла в 70 раз (рис. 1). Это позволило во время Великого противостояния 1971 г. провести измерения расстояния до Марса.

Полученные в период с 1961 по 1977 г. данные о расстоянии и радиальной скорости Венеры [22–24] и Марса представляют ценнейший материал для уточнения теории движения планет.

С помощью комплекса цифровой обработки радиолокатора был проведен анализ радиосигналов спускаемого аппарата межпланетной станции «Венера-7» на этапе посадки его на поверхность Венеры. При этом удалось установить, что спускаемый аппарат благополучно достиг поверхности Венеры, а также принять на Земле передававшиеся данные, хотя мощность принимаемого сигнала после посадки упала в несколько десятков раз [25].

Уточнение астрономической единицы длины

Основным результатом радиолокационных наблюдений Венеры, имеющим первостепенное значение для космонавтики, является уточнение астрономической единицы длины. Наблюдения параллактического смещения малой планеты Эрос, явившиеся до этого основным способом определения астрономической единицы, приводили к оценкам, отличающимся на несколько сот тысяч километров (рис. 2) [26], что грозило неизбежным промахом при полетах станций.

В классических теориях движения планет, построенных на основе оптических (угловых) измерений, астрономическая единица является масштабным множителем. Поэтому, измерив расстояние до планеты в километрах через запаздывание отраженного сигнала и скорость света, величина которой известна с высокой точностью, и поделив его на величину этого же расстояния в долях астрономической единицы,

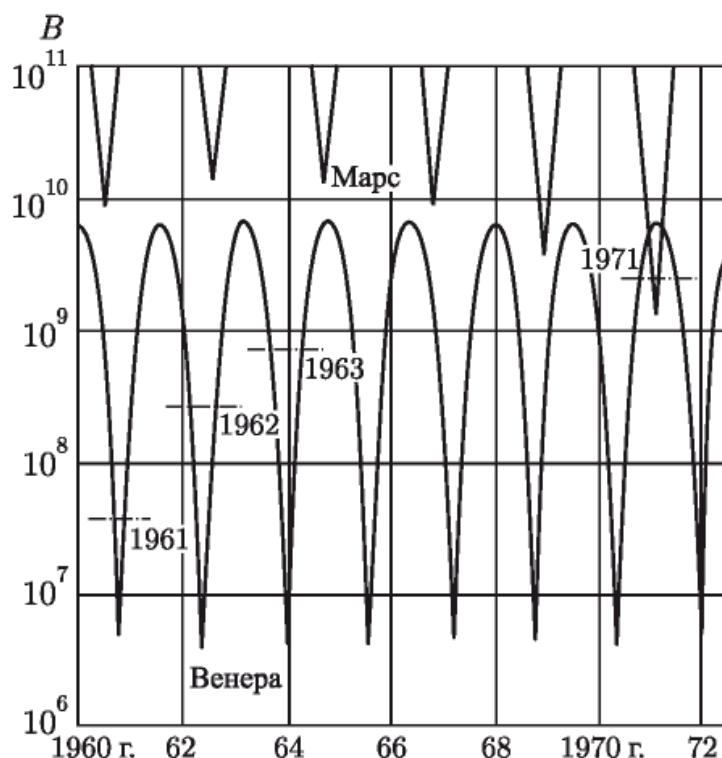


Рис. 1. Необходимое увеличение чувствительности (энергетического потенциала) B радиолокационной установки для осуществления наблюдений Венеры и Марса по сравнению с Луной. Колебания отражают изменения расстояния от Земли. Наиболее удобны для наблюдений узкие интервалы вблизи нижних соединений (для Венеры) и противостояний (для Марса), когда планеты ближе всего подходят к Земле. Штрихпунктирной линией показана достигнутая чувствительность радиолокационной установки Центра дальней космической связи

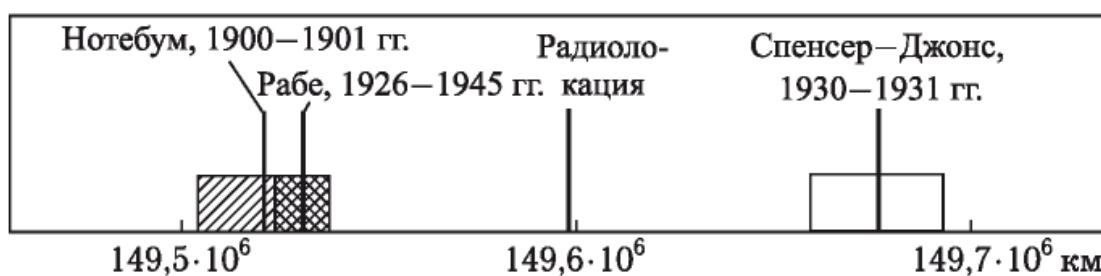


Рис. 2. Результаты определения астрономической единицы по параллактическому смещению малой планеты Эрос и радиолокационным наблюдениям. Оценка ошибки радиолокационного значения не могла быть показана на рисунке, так как она меньше толщины линии

можно было найти величину астрономической единицы в километрах. Это сразу уточняло все расстояния в Солнечной системе.

Значения астрономической единицы, полученные из радиолокационных наблюдений 1961 и 1962 гг. в Советском Союзе, Англии и США, приведены в таблице.

Эти определения астрономической единицы хорошо согласуются между собой (на рис. 2 их нельзя показать по отдельности, так как они все сливаются в одну линию).

В большинстве случаев измерялось время запаздывания отраженного сигнала. В некоторых случаях использовались измерения доплеровского смещения отраженного сигнала, которое (так же, как и запаздывание) пропорционально величине астрономической единицы.

Таблица 1. Определение астрономической единицы (скорость света 299 792,5 км/с)

Год наблюдения	Радиолокационная установка	Длина волны, см	Астрономическая единица, км
1961	Центр дальней космической связи, ИРЭ [7, 6, 27]	39	149 509 300 \pm 650
1961	Джодрел-Бэнк, Манчестерский университет [28]	74	149 601 000 \pm 5000
1961	Милстоун-Хил, Массачусетский технологический институт [29]	68	149 598 000 \pm 300
1961	Голдстоун, Лаборатория реактивного движения [30]	12,5	149 598 600 \pm 250
1962	Центр дальней космической связи, ИРЭ [16]	39	149 597 900 \pm 250
1962	Джодрел-Бэнк, Манчестерский университет [31]	73	149 596 600 \pm 900
1962	Джикамарка, Национальное бюро стандартов [32, 33]	600	149 597 400 \pm 600

Измерения проводились в широком диапазоне длин волн: крайние значения рабочей волны отличаются почти в 50 раз. Результаты определений показали на отсутствие видимой связи между длиной волны и величиной астрономической единицы, свидетельствуя о том, что возможное влияние ионизации межпланетной среды лежит в пределах ошибок измерений.

До начала радиолокационных измерений наиболее достоверным считалось значение астрономической единицы $149\,527\,000 \pm 10\,000$ км, полученное Э. Рабе в 1950 г. из наблюдений движения малой планеты Эрос в 1926–1945 гг. [34]. С ним согласовывалось значение астрономической единицы $149\,545\,000 \pm 20\,000$ км, полученное в 1960 г. по измерениям радиальной скорости автоматической межпланетной станции «Пионер-5» [35]. Как показывают радиолокационные данные, эти значения на 50–70 тыс. км меньше истинного. Уже недавно Э. Рабе сообщил, что им обнаружена ошибка, после устранения которой наблюдения Эроса дают $149\,598\,000 \pm 2500$ км [36] и не противоречат радиолокационным определениям астрономической единицы.

В 1969 г. опубликованы результаты определения астрономической единицы по наблюдениям на годичном интервале доплеровского смещения линии водорода в спектре внеземного радиоисточника. Полученное

значение астрономической единицы $149\,588\,000 \pm 10\,000$ км [37] также подтверждает радиолокационные определения.

XII Генеральная ассамблея Международного астрономического союза в 1964 г. рекомендовала радиолокационное значение астрономической единицы для использования в астрономических ежегодниках [38].

Уточнение астрономической единицы сделало возможным вывод искусственных спутников к планетам и доставку межпланетных станций в заданный район их поверхности. Если бы при полете станции «Венера-4», впервые опустившейся в атмосферу Венеры, было использовано значение астрономической единицы, считавшееся до проведения радиолокационных измерений наиболее достоверным, то это привело бы к промаху в три радиуса Венеры.

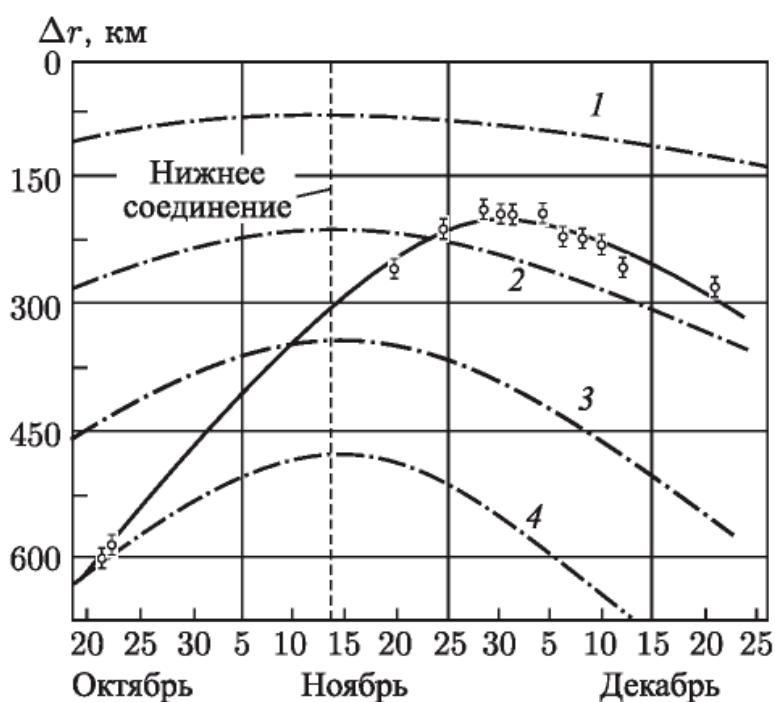


Рис. 3. Разность измеренного и эфемеридного значений расстояния по наблюдениям Венеры в 1962 г. В расчетах принимались: астрономическая единица $A = 149\,599\,300$ км, радиус Венеры 6100 км. Этим значениям соответствует: $\Delta r = 0$. Штрихпунктирные кривые — изменение этой разности при A , отличном от принятого при расчете эфемерид: 1 — $A = 140\,599\,000$ км; 2 — $149\,598\,500$; 3 — $149\,598\,000$; 4 — $149\,597\,500$. Сплошная линия (по экспериментальным точкам) соответствует $A = 149\,597\,900$ км, поправке к эфемеридной разности долгот Венеры и Земли $+0,5''$ и радиусу Венеры 6020 км

Совместное уточнение астрономических постоянных

В то же время радиолокационные наблюдения показали, что и после внесения поправки в величину астрономической единицы остаются значительные регулярные расхождения между фактическим и эфемеридным положением Венеры относительно Земли, достигающие нескольких сот километров. На рис. 3, на котором показана раз-

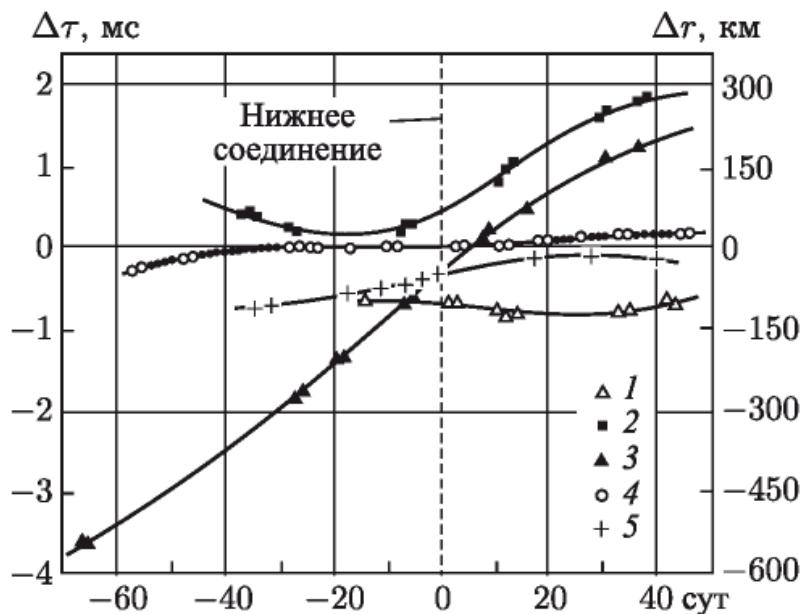


Рис. 4. Отклонения измеренных значений запаздывания отраженных сигналов от значений, вычисленных на основе теории Ньюкомба с поправками Данкомба. По наблюдениям 1969 (1), 1970 (2), 1972 (3), 1975 (4) и 1977 (5) гг.

На правой шкале показаны соответствующие отклонения расстояния

ность измеренного и эфемеридного расстояний по наблюдениям Венеры в 1962 г., это проявляется в несовпадении экспериментальных точек ни с одной из штриховых кривых, вычисленных в предположении, что только значение астрономической единицы отличается от принятого при расчете эфемерид. Основная часть этих расхождений может быть устранена, если предположить, что разность гелиоцентрических долгот Венеры и Земли отличается на $+0,5''$ относительно эфемеридного значения, вычисленного по теории Ньюкомба с учетом поправок Данкомба к элементам орбиты Венеры [16].

Последующие наблюдения подтвердили наличие этих расхождений (рис. 4). Аналогичные расхождения имеются и в положении Марса (рис. 5).

В Советском Союзе и США были поставлены исследования по одновременному уточнению нескольких астрономических постоянных на основании данных радиолокационных наблюдений. Г. М. Петровым [39] были использованы данные радиолокационных наблюдений Венеры в Советском Союзе за 1962 и 1964 гг. Значение астрономической единицы получилось равным $149\,597\,890 \pm 100$ км (при величине скорости света $299\,792,5 \pm 0,1$ км/с [40])²⁾. Одновременно получены радиус Венеры, поправка к эфемеридной разности долгот Венеры и Земли и оценены возможные поправки к эксцентриситетам Венеры и Земли.

²⁾ Последние определения скорости света ($299\,792\,456,2 \pm 1,1$ м/с [41]) дают значение $149\,597\,860 \pm 90$ км, что практически совпадает с приведенной выше оценкой.

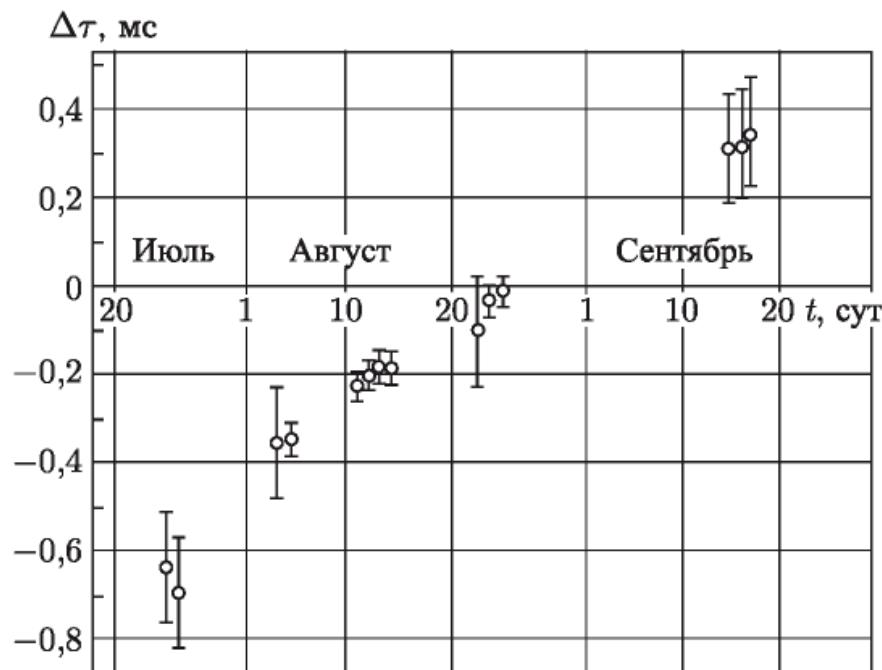


Рис. 5. Разность измеренного и эфемеридного значений времени распространения сигнала по наблюдениям Марса в 1971 г. В расчетах значение астрономической единицы принималось равным 149 507 900 км. Каждые 100 мкс соответствуют 15 км расстояния

Впоследствии работа по уточнению орбит Земли и Венеры проводилась под руководством Э. Л. Акима [42] и М. Д. Кислика [43] и привела к построению теории движения планет, позволяющей прогнозировать взаимное расстояние этих планет значительно лучше, чем обеспечивает аналитическая теория Ньюкомба с поправками Данкомба.

В США эта работа в наибольшем объеме была выполнена в Линкольновской лаборатории Массачусетского технологического института под руководством И. Шапиро [44]. Для уточнения астрономических постоянных были использованы данные радиолокационных наблюдений Венеры и Меркурия, полученные как в США, так и в СССР, и данные оптических наблюдений Морской обсерватории США за большой отрезок времени. Значение астрономической единицы, выраженное в световых секундах и, следовательно, свободное от ошибки в скорости света, получилось равным $499,004\,786 \pm 0,000\,005$ с. При величине скорости света $299\,792\,456,2 \pm 14$ м/с это дает $149\,597\,870,5 \pm 1,6$ км (ошибка определялась по внутренней сходимости измерений и потому носит формальный характер). Одновременно получены элементы орбит Меркурия, Венеры и центра масс системы Земля–Луна, радиусы Меркурия и Венеры, а также массы внутренних планет.

Радиолокация позволила определить радиус поверхности Венеры, отражающей радиоволны. Оптические методы, например наблюдения покрытий Регула, дают радиус верхней кромки облачного слоя планеты. Согласно оценке Вокулера [45], он равен 6120 ± 8 км.

Радиус поверхности планеты получается одновременно с астрономическими постоянными как разность расстояний до центра масс

планеты и до ближайшего к Земле участка поверхности. Расстояние до поверхности дается радиолокационными измерениями, положение центра масс определяется уточненной теорией движения планет.

Используя наблюдения 1962 и 1964 гг., Г. М. Петров получил значение радиуса поверхности Венеры 6046 ± 15 км [39]. Анализ данных, полученных до 1969 г., проведенный И. Шапиро, дал значение 6050,0 км с формальной среднеквадратичной ошибкой 0,3 км [46].

В 1976 г. XVI Генеральная ассамблея МАС приняла новую систему астрономических постоянных, в которой для скорости света (c), астрономической единицы (A) и радиуса Венеры (R_V) утверждены значения:

$$c = 299\,792\,458 \text{ м/с}, A = 499,004\,782 c \quad (A = 149\,597\,870 \text{ км}), \\ R_V = 6052 \text{ км}.$$

Значения этих величин, полученные в СССР [43] при совместной обработке радиолокационных и оптических данных, включая 1970 г., равны: $A = 499,004\,774\,6 \pm 0,000\,002\,2 c$ (что для принятой МАС скорости света дает $A = 149\,597\,868,0 \pm 0,6$ км), $R_V = 6052,3 \pm 0,3$ км.

Определение элементов вращения Венеры

Величина периода и направление вращения Венеры были определены по расширению спектральной линии отраженного сигнала, обусловленного тем, что отдельные участки поверхности планеты имеют разную величину лучевой скорости относительно наземного наблюдателя. Величина расширения спектральной линии пропорциональна угловой скорости вращения планеты относительно наблюдателя. Это вращение складывается из двух движений: собственного вращения планеты в системе координат, помещенной в ее центре и ориентированной на удаленные звезды (эта составляющая имеет постоянную величину и должна быть определена), и переносного движения этой системы относительно наземного наблюдателя. Составляющая вращения, связанная с переносным движением, определяется взаимным положением Земли и Венеры и может быть вычислена независимо. Эта составляющая максимальна в нижнем соединении, когда Венера проходит вблизи Земли.

Результирующее изменение угловой скорости вращения Венеры относительно наземного наблюдателя, вычисленное для нескольких значений периода вращения в предположении, что ось вращения планеты перпендикулярна плоскости ее орбиты, представлено на рис. 6. Если бы, как и большинство больших планет, Венера имела прямое вращение (совпадающее с ее движением по орбите вокруг Солнца), то результирующее вращение и ширина спектра отраженного сигнала должны были иметь в нижнем соединении максимум, так как обе составляющие вращения одного знака. В случае же обратного вращения знаки составляющих противоположны и результирующее вращение и ширина спектра в нижнем соединении минимальны.

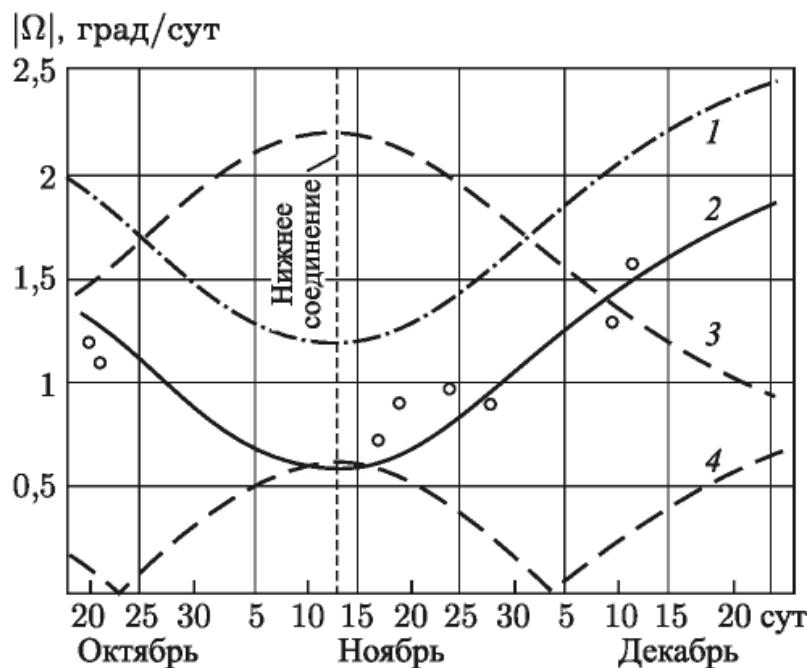


Рис. 6. Определение периода и направления вращения Венеры по наблюдениям вариаций ширины спектра отраженных волн в 1962 г. Кривые представляют изменение угловой скорости видимого вращения Венеры, вычисленное для ряда значений периода $T = 200$ сут. (1); 300 (2); 225 (3); ∞ (4), в предположении, что ось вращения планеты перпендикулярна к ее орбите (1 и 2 соответствуют обратному вращению). Экспериментальные точки лучше всего согласуются с кривой, соответствующей обратному вращению Венеры с $T \sim 300$ сут.

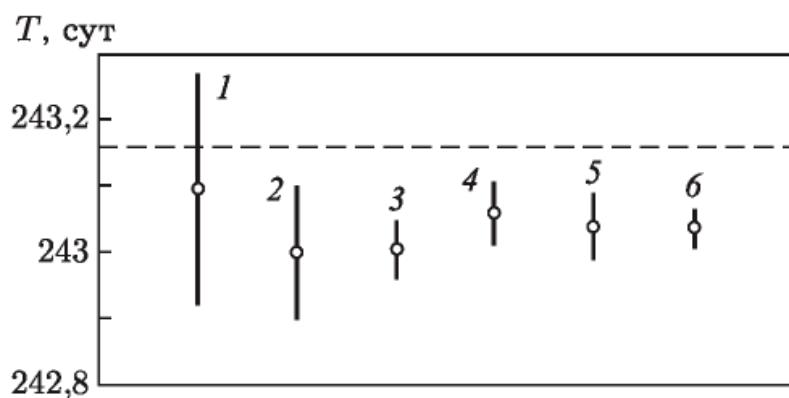


Рис. 7. Период вращения Венеры по радиолокационным наблюдениям, выполненным в США (1–3) и Советском Союзе (4–6). 1: 1964–1966 гг.; 2: 1964–1969 гг.; 3: 1962–1967 гг.; 4: 1964–1972 гг.; 5: 1964–1975 гг.; 6: 1964–1977 гг. Штриховая линия — синодический резонанс, $T = 243,16$ сут.

Уже из наблюдений 1962 г. удалось установить, что спектр отраженного сигнала в нижнем соединении имеет минимальную ширину, что указывает на обратное вращение Венеры, а вариации ширины спектра соответствуют периоду вращения около 300 сут. (см. рис. 6) [17]. В США по наблюдениям 1962 г. период оценен величиной около 250 сут. [47].

Впоследствии параметры вращения Венеры уточнялись по изменению лучевых скоростей локальных областей поверхности планеты,

имеющих на радиоволнах повышенную отражательную способность и наблюдающихся в спектре отраженного сигнала в виде определенных деталей (см. рис. 9). Отождествив области F , G и H (см. рис. 11) в нижних соединениях 1966 и 1964 гг., В. К. Головков получил уточненное значение периода вращения $243,9 \pm 0,4$ сут. и координат вектора вращения: прямое восхождение $88 \pm 4^\circ$, склонение $68 \pm 3^\circ$ [48]. Определения периода вращения Венеры в США дали величину $243,0 \pm 0,1$ сут., прямое восхождение $92,7 \pm 0,7^\circ$, склонение $-65,3 \pm 1,0^\circ$ [49]. Отрицательное значение склонения отражает то, что вектор вращения (с конца которого вращение планеты должно быть видно против движения часовой стрелки) в экваториальной системе координат попадает в южную полусферу.

Таким образом, период вращения Венеры близок к значению 243,16 сут., при котором Венера в каждом нижнем соединении должна быть обращена к Земле одной и той же стороной (синодический резонанс). В промежутке между соединениями, повторяющимися в среднем через 583,92 сут., наземный наблюдатель видел бы четыре полных оборота Венеры, если бы ее поверхность была свободна от облаков. Продолжительность средних солнечных суток на Венере составляет 116,8 земных суток.

Хотя попытки определить период и ориентацию оси из оптических наблюдений предпринимались давно, только радиолокационный метод позволил получить достоверные данные о вращении Венеры. Видимые в ультрафиолетовых лучах образования, движущиеся по диску Венеры со скоростью около 100 м/с, которые пытались использовать для определения вращения, относятся к верхней границе облачного слоя планеты [50], что подтверждено снимками «Маринера-10» и «Венеры-9,-10».

Поскольку вопрос вращения планет представляет большой интерес с точки зрения эволюции Солнечной системы, работа по уточнению периода вращения Венеры была продолжена и результаты ее представлены на рис. 7. Точность измерений растет с увеличением времени наблюдений. Обработка данных, полученных в Советском Союзе и включающих наблюдения 1977 г., дала значение $243,04 \pm 0,03$ сут. [51].

Если вращение Венеры и отличается от синодического резонанса, то это отличие очень мало — период меньше резонансного всего на 2–4 ч. Потребовалось бы около 700 лет, чтобы Венера в нижнем соединении была бы обращена к Земле обратным полушарием.

Исследование поверхности планет

Применение радиолокационных методов (наравне с радиоастрономическими) оказалось очень плодотворным в исследованиях Венеры, поверхность которой закрыта плотным облачным слоем, непрозрачным в видимых, ультрафиолетовых и инфракрасных лучах. В то же время для радиоволн определенной длины атмосфера Венеры оказалась прозрачной, что позволило получить первые сведения о ее поверхности.

Разделение отраженных сигналов по времени запаздывания и доплеровскому смещению частоты позволило исследовать характеристики отражения и получить изображение поверхности Венеры, не прибегая непосредственно к угловому разделению, на котором основаны оптическая астрономия и радиоастрономия. При этом было использовано различие в расстоянии от наземного наблюдателя (антенны локатора) до отдельных участков планеты и различие в лучевых скоростях.

Волновой фронт падающего по лучу зрения 1 излучения (рис. 8) постепенно «освещает» все видимое полушарие планеты, начиная от ближайшей к наземному наблюдателю точки 0 (центра диска планеты). Отраженное излучение запаздывает в соответствии с расстоянием данного участка поверхности от наземного наблюдателя по лучу зрения.

Результаты измерений распределения энергии отраженного излучения по времени запаздывания, полученные в 1962 г. для Венеры на волне 39 см, представлены на рис. 8 [16, 17]. По оси абсцисс нанесено расстояние y отражающих участков по лучу зрения относительно ближайшей точки. Резкий максимум в этой точке говорит о наличии зеркального блика в центре диска планеты, где волны падают почти перпендикулярно поверхности. При наблюдении планет в видимых лучах зеркальное отражение отсутствует.

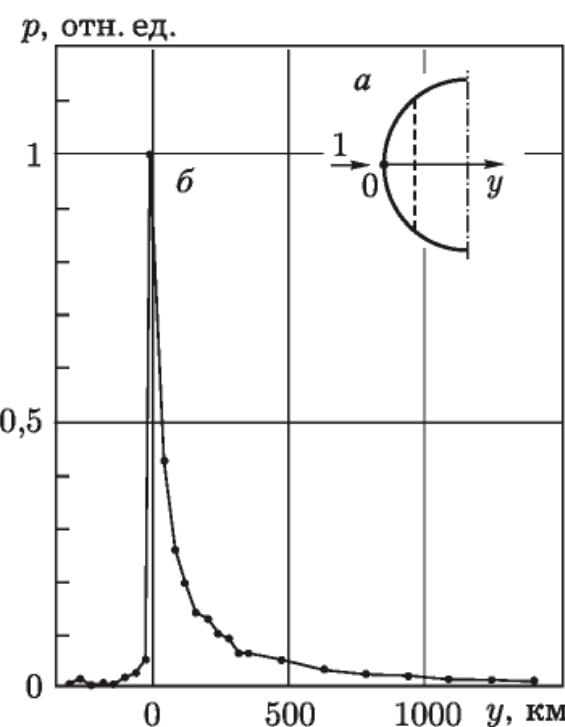


Рис. 8. Распределение энергии отраженных Венерой волн по лучу зрения. Начало координат соответствует ближайшей к наземному наблюдателю точке поверхности планеты (центру диска). Разрешающая способность измерений по лучу зрения 38 км. Резкий максимум в начале координат свидетельствует о наличии зеркального блика в центре диска планеты

Поляризация основной доли энергии отраженных Венерой радиоволн соответствует зеркальному отражению. Деполяризации подвер-

гается меньше 10 % всей поступающей обратно к локатору энергии [17]. Поверхность Венеры в среднем имеет коэффициент отражения 12–18 % [17]³⁾, как и земные скальные породы на силикатной основе. В результате этих исследований установлено, что отражение радиоволн обусловлено твердой поверхностью Венеры.

Величине коэффициента зеркального отражения при нормальном падении 12–18 % соответствует диэлектрическая проницаемость поверхности Венеры около 4–6. Непосредственная интерпретация измерений дифференциальной поляризации собственного излучения Венеры на волне 10,6 см [53] привела к меньшей величине диэлектрической проницаемости 2.2 ± 0.2 . Однако после введения поправок на поглощение излучения в атмосфере Венеры и шероховатость поверхности это определение удалось согласовать с радиолокационным [54].

В другом методе исследования поверхности планеты используется различие в лучевых скоростях отдельных участков поверхности, вращающейся относительно наземного наблюдателя. Возникающая при этом разница в доплеровском смещении отраженных волн пропорциональна расстоянию x (рис. 9) отражающего участка в экваториальном направлении относительно проекции оси видимого вращения 2 на диск.

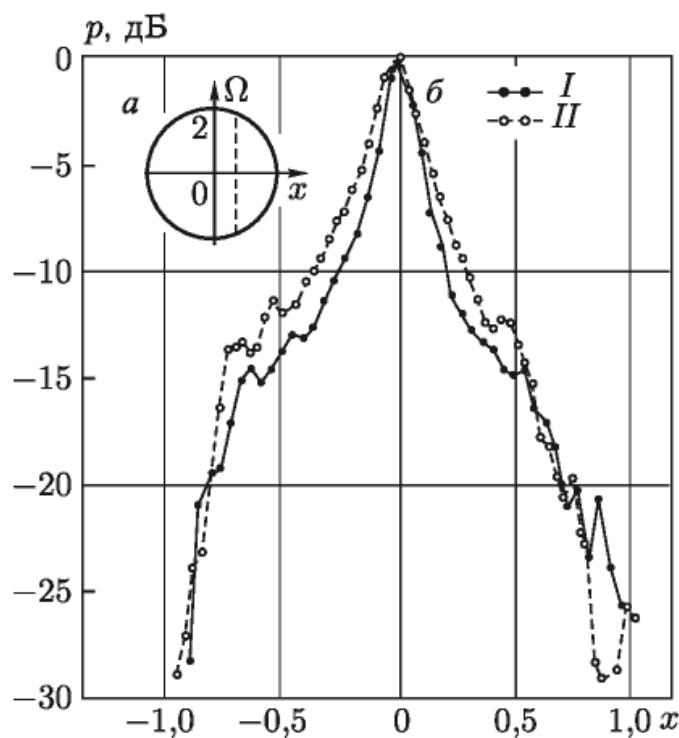


Рис. 9. Распределение энергии отраженного Венерой излучения в экваториальном направлении (нормированный по ширине спектр). I — $\lambda = 39$ см, 28.01.66 г.; II — $\lambda = 3,8$ см, 01.02.66 г. [55]; x выражено в долях радиуса Венеры

³⁾ Для сравнения укажем, что, по нашим наблюдениям, величина коэффициента отражения Меркурия в среднем равна 6 % [18] (примерно как у Луны [52]), а Марса несколько ниже: 4–5 %.

Результаты измерения спектра отраженного Венерой сигнала, полученные в совместных с английской обсерваторией Джодрел-Бэнк наблюдениях на волне 39 см [21], показаны на рис. 9 (кривая I). На спектrogramме заметны детали, соответствующие областям поверхности Венеры с повышенной отражательной способностью. Эти же детали отождествляются и на второй спектrogramме (кривая II), полученной американскими исследователями на более короткой волне 3,8 см [55] (обе спектrogramмы приведены к одной ширине по оси абсцисс). Измерения проведены в близкие даты, когда области занимали на диске планеты примерно одинаковое положение.

Изменение лучевых скоростей, определенное по изменению положения спектральных деталей, приведено на рис. 10. Непрерывным траекториям, объединяющим эти измерения, соответствует положение центров областей с повышенной отражательной способностью, показанное на рис. 11 [48].

Двумерное распределение энергии отраженных волн по времени запаздывания и доплеровскому смещению частоты, характеризующее изменение отражательной способности планеты в направлениях $x(f)$ и $y(\tau)$, полученное в наблюдениях 1970 г., изображено на рис. 12.

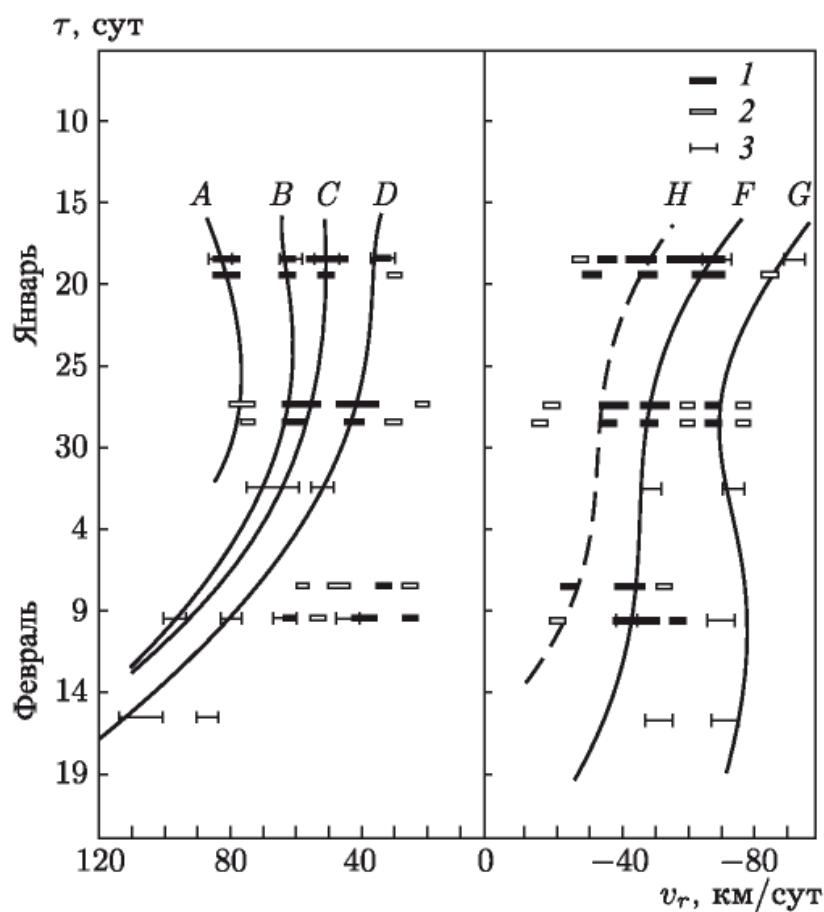


Рис. 10. Лучевые скорости областей поверхности Венеры с повышенной отражательной способностью по наблюдениям 1966 г. 1 — уверенно отождествляемые и 2 — сомнительные спектральные детали по наблюдениям на волне 39 см, 3 — спектральные детали по наблюдениям на волне 3,8 см [55]

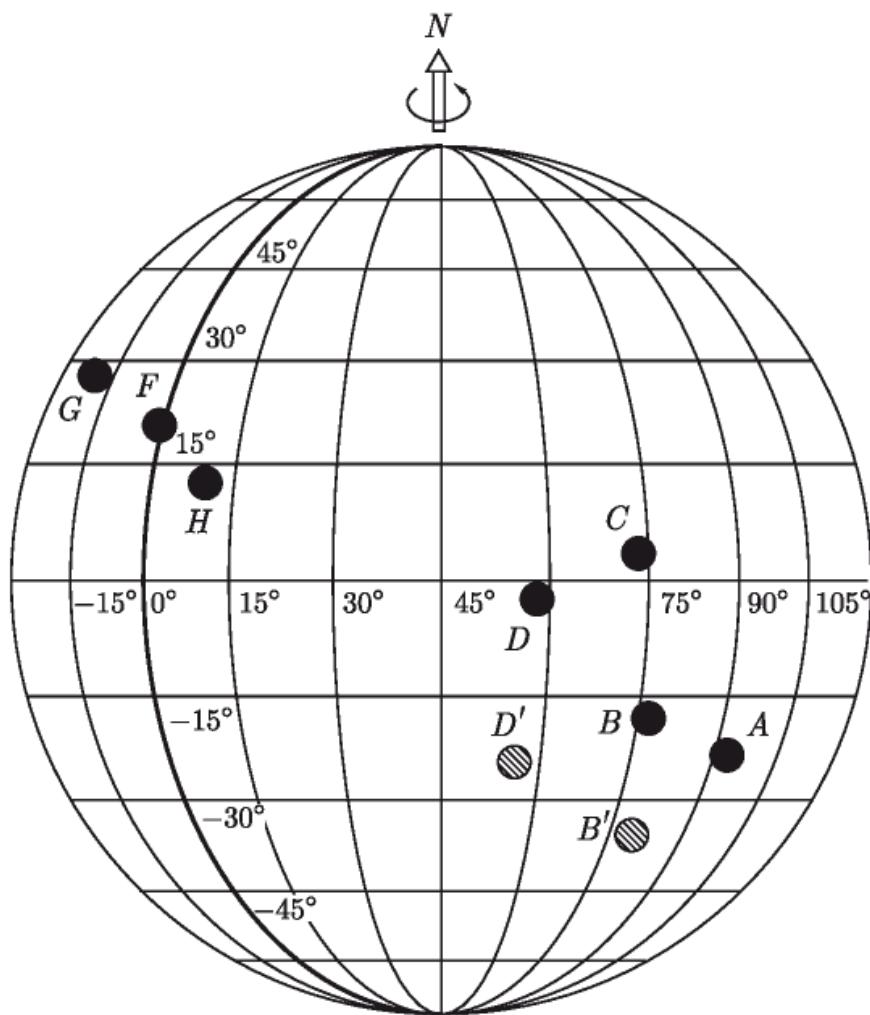


Рис. 11. Расположение центров областей с повышенной отражательной способностью на диске Венеры

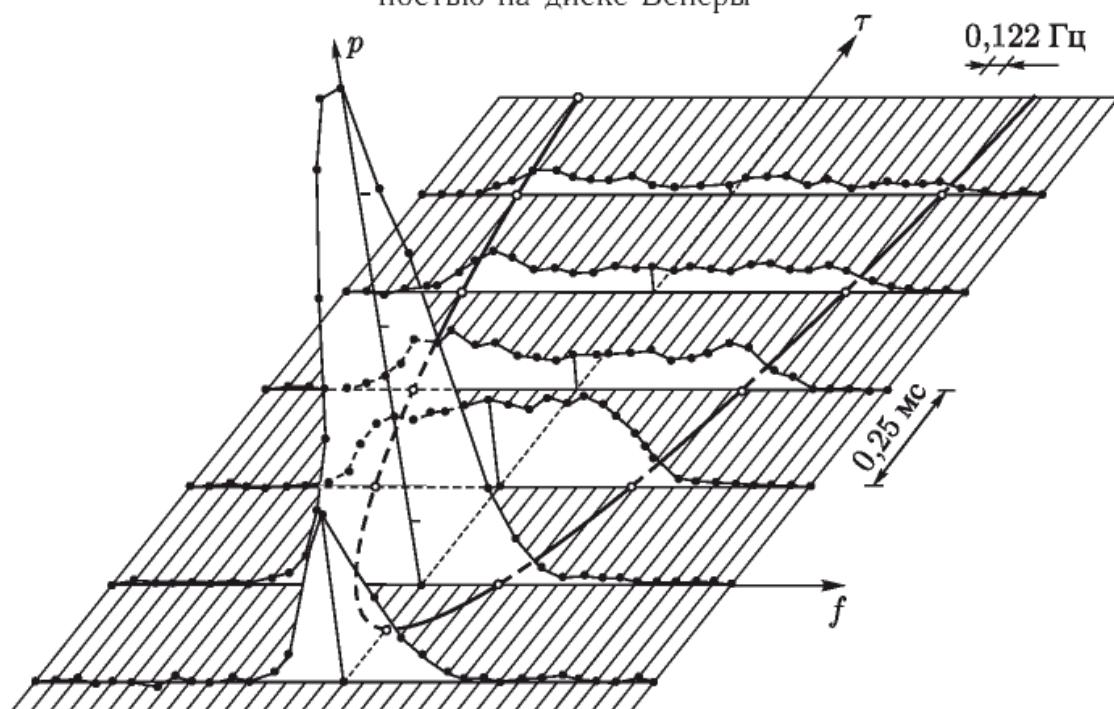


Рис. 12. Двумерное распределение энергии отраженных Венерой волн по лучу зрения и в экваториальном направлении. Стрелками показана разрешающая способность измерений по времени и частоте

Ширина спектра отраженного сигнала непосредственно зависит не только от угловой скорости вращения планеты, но и от степени гладкости ее поверхности. На рис. 13 представлены спектры отраженного сигнала, полученные при радиолокации Венеры (1) [21] и Марса (2) на волне 39 см. По оси абсцисс нанесены доли радиуса планет, проведенного перпендикулярно видимому центральному меридиану (ось x на рис. 9), что исключает разницу во вращении и размерах планет. Меньшая ширина спектра 2 указывает на то, что Марс имеет более гладкую поверхность, чем Венера. Сравнение с результатами исследования Луны [52] показывает, что по степени гладкости поверхность Венеры занимает промежуточное положение между Луной и Марсом.

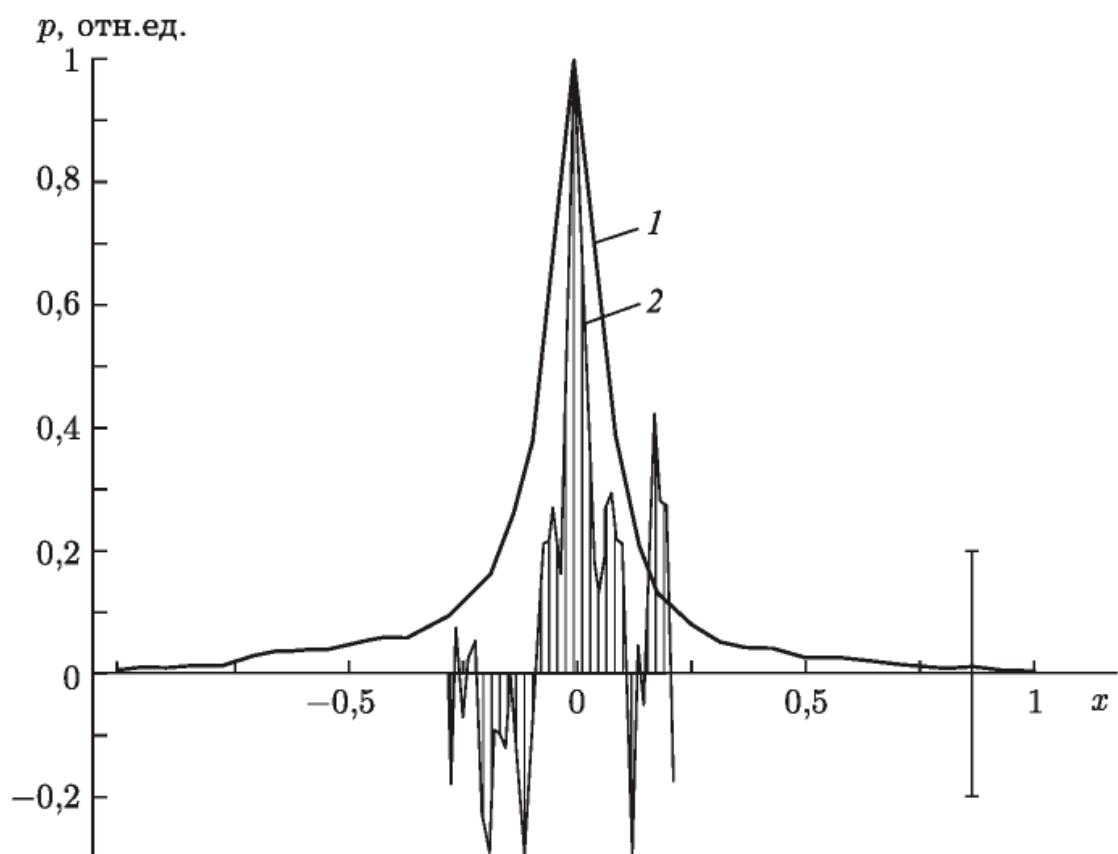


Рис. 13. Распределение энергии отраженного излучения в экваториальном направлении для Венеры (1) и Марса (2) на волне 39 см. Меньшая ширина распределений 2 указывает на большую гладкость поверхности Марса; x выражено в долях радиусов планет

По результатам измерений распределений энергии отраженных волн по времени запаздывания и доплеровскому смещению частоты было найдено, как в среднем изменяется эффективная площадь обратного рассеяния $\sigma(\varphi)$ участка поверхности Венеры единичной геометрической площади в зависимости от угла падения φ [56]. Эта зависимость, представленная на рис. 14, показывает, что при нормальном падении эффективная площадь обратного рассеяния $\sigma(0)$ в 15–20 раз больше геометрической. Но уже при угле падения 7° интенсивность обратного рассеяния падает в 10 раз.

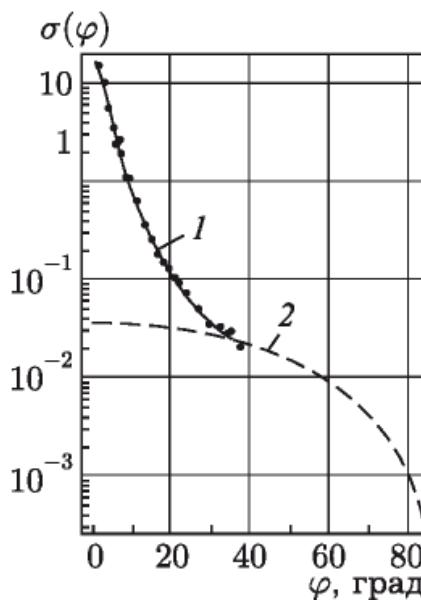


Рис. 14. Удельная эффективная площадь обратного рассеяния поверхности Венеры на волне 39 см для зеркального (1) и диффузного (2) отражений

Характеристики обратного рассеяния для различных областей Венеры изменяются в широких пределах. Измерения удельной эффективной площади обратного рассеяния в экваториальной области Венеры показывают, что $\sigma(0)$ изменяется в пределах от 5 до 35 [57, 58]. Параметр C , введенный Хэгфорсом [59] и характеризующий шероховатость поверхности в масштабах много больше длины волны, изменяется от 170 до 570 [57, 58].

Исследования рельефа поверхности Венеры

Разность между расстоянием, измеренным от антенны радиолокатора до ближайшего участка поверхности планеты (центра диска), и расстоянием до центра масс планеты, положение которого уточняется в процессе измерений, дает расстояние от центра масс планеты той области ее, которая в данный момент проходит через центр диска. По сумме измерений можно найти высоту области над некоторой средней поверхностью.

Высокая точность измерений расстояния, достигнутая при наблюдениях Венеры 1972 г., позволила начать исследования рельефа поверхности планеты. Разработка методики и обработка сигналов с целью получения рельефа поверхности выполнены А. Ф. Хасяновым.

Полученные профили высот поверхности [58] приведены на рис. 15. В нижней части рисунка показаны трассы движения центра диска планеты, вдоль которых измерялся профиль.

Как видно из рис. 15, изрезанность профилей высот различна, перепады высот достигают 2 км. Наибольшую изрезанность имеют профили высот в интервале долгот 280–293° на широте +5°. В этой

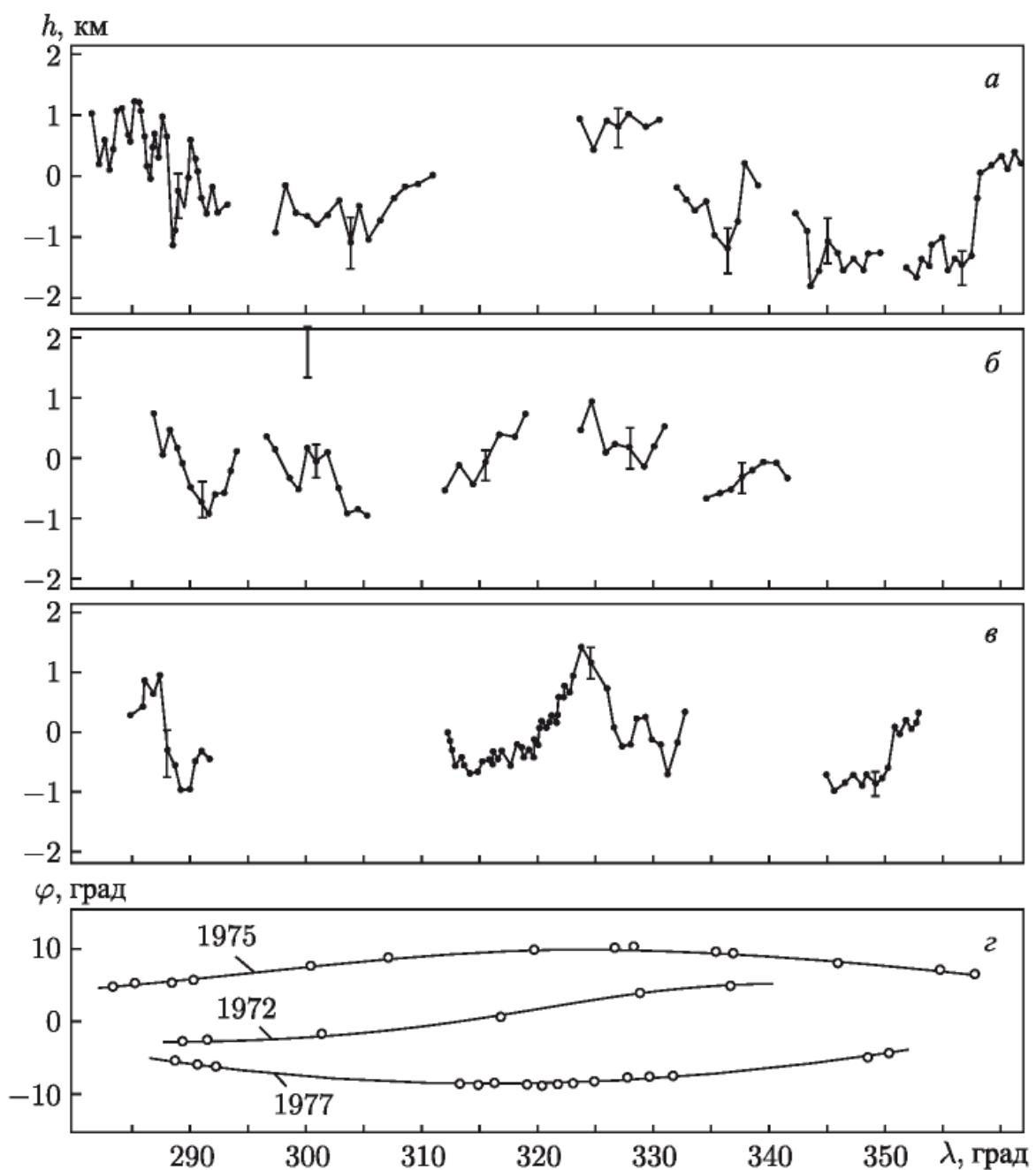


Рис. 15. Профили высот поверхности Венеры. По наблюдениям 1975 (а), 1972 (б) и 1077 гг. (в); г — трассы, вдоль которых производились измерения; φ и λ — широта и долгота в венерографической системе координат

области перепады высот 1–2 км наблюдаются на сравнительно малой базе, что свидетельствует о сложном рельефе поверхности.

Гора вблизи долготы 325° на широте -9° имеет высоту около 2 км при протяженности основания около 1000 км, причем ее левый склон протяженностью около 500 км более гладкий, чем правый.

Интересной является область в интервале долгот 352 – 360° на широте $+6^\circ$. Здесь вблизи долготы 357° наблюдается перепад высот на 1,5 км, причем слева и справа от этой долготы находятся равнинные области протяженностью по крайней мере 500–600 км. Исследование характеристик обратного рассеяния этих областей показывает, что

возвышенная область сложена более плотными породами и более шероховата, чем низменная область слева от нее. Возможно, что вблизи долготы 357° происходит переход от «морской области», подобной лунным морям, к горной.

Неожиданным является близкая идентичность профилей высот, полученных в разные годы вблизи долготы 288° , которые разнесены вдоль меридиана более чем на 1000 км. Наблюдается также высокая повторяемость формы правого склона горы вблизи долготы 325° у профилей на широтах -9° и $+9^{\circ},5$, отстоящих примерно на 2000 км.

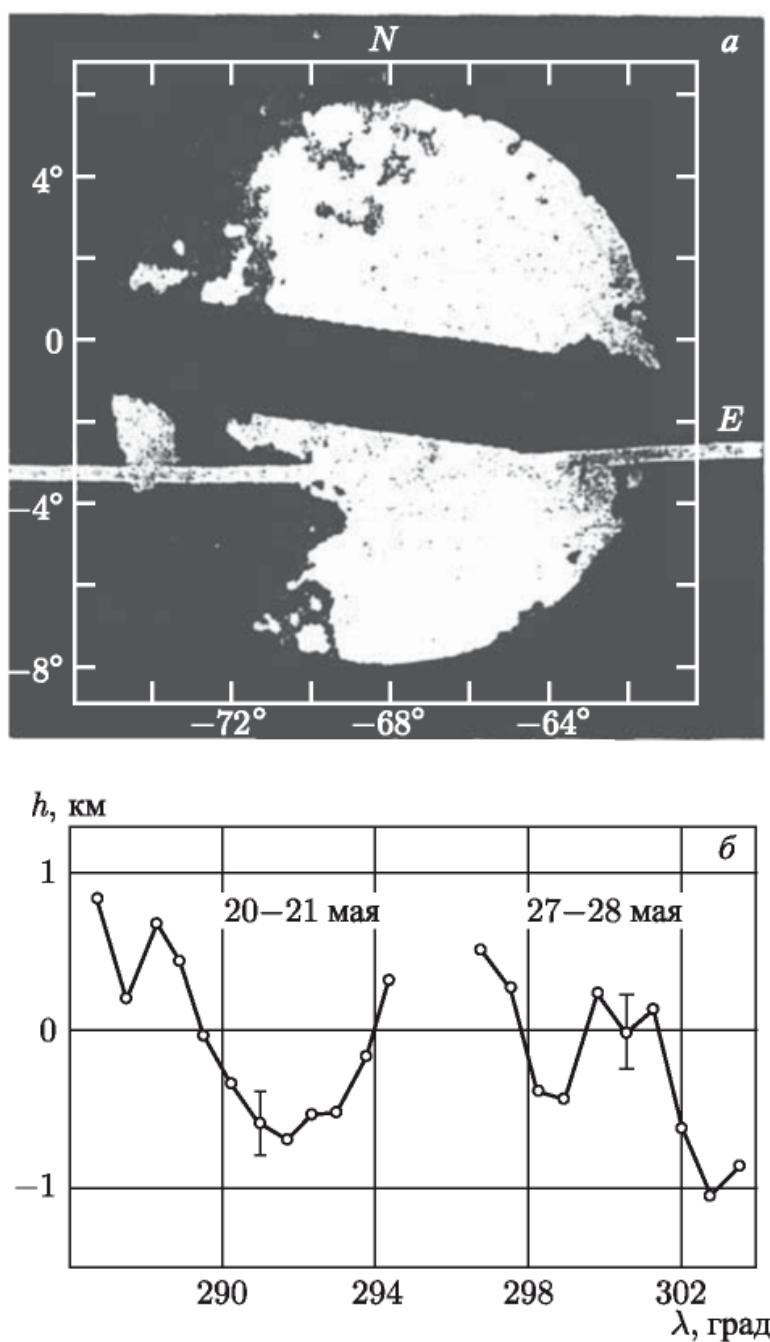


Рис. 16. Сопоставление профиля высот (б), полученного в наблюдениях 1972 г., с картой высот (а), полученным в Голдстоуне [60]. Белой полоской вверху показана трасса измерений 1972 г.

Это наводит на мысль о меридионально расположенных протяженных структурах.

На рис. 16 часть полученного профиля сопоставлена с картой высот той же области, полученной в Голдстоуне (США) [60], на которой темным обозначены низменные районы, а светлым — возвышенные. Белой полоской на карте отмечена трасса наших измерений. Обе группы измерений достаточно хорошо совпадают между собой.

Исследование атмосферы Венеры

Результаты наблюдений собственного радиоизлучения Венеры давали основание предполагать, что заметное поглощение в атмосфере планеты может иметь место только на волнах короче 1,5–2 см [54]. Поэтому неожиданным оказалось уменьшение отражательной способности Венеры в 10–15 раз по сравнению с дециметровым диапазоном, обнаруженное в Линкольновской лаборатории Массачусетсского технологического института во время радиолокационных наблюдений на волнах 3,6 и 3,8 см [61, 66]. Хотя уменьшение отражательной способности Венеры происходит очень резко (рис. 17), характеристики отражения остаются примерно такими же, как и на более длинных волнах. Спектральные детали, обусловленные областями поверхности с повышенной отражательной способностью, обнаруженные на дециметровых волнах, наблюдаются также и на волне 8 см (см. рис. 9).

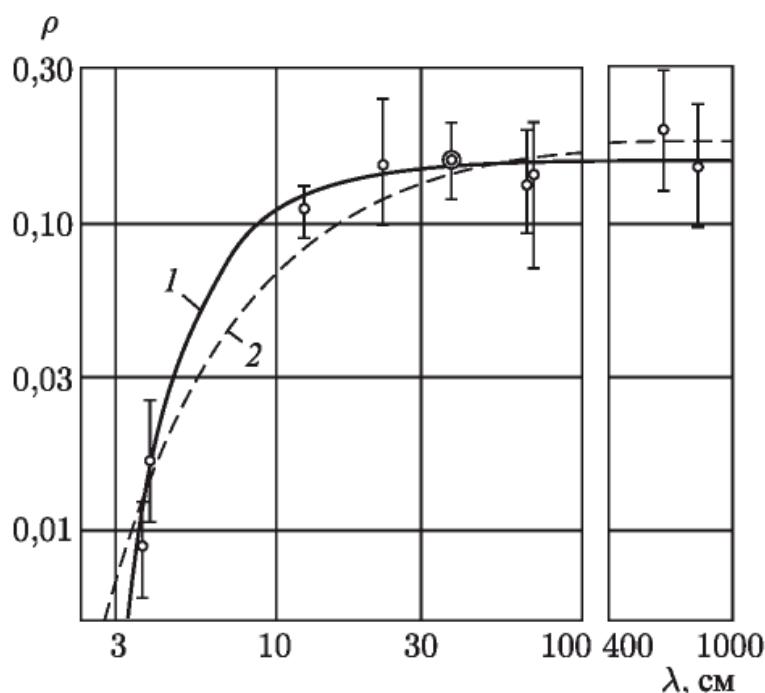


Рис. 17. Спектральные зависимости отражательной способности Венеры. 1 — в случае молекулярного поглощения в газовых составляющих атмосферы; 2 — в случае поглощения в материале, тангенс угла потерь которого не зависит от длины волны

Следовательно, уменьшение отражательной способности вызвано наличием поглощения на пути луча.

Вследствие кривизны поверхности планеты и увеличения длины пути в поглощающем слое при косом падении радиолуча должно иметь место постепенное потемнение диска планеты к лимбу. Такое потемнение в действительности замечено в наблюдениях на волне 3,8 см [55, 21], однако величина поглощения (оптическая толщина), определенная отсюда, получилась в 2 раза меньшей, чем следует из уменьшения отражательной способности [55].

Потемнение диска планеты к лимбу, связанное с увеличением пути луча в поглощающем слое, должно приводить к более сильному ослаблению крыльев спектра отраженного сигнала по сравнению с его центральной частью. Это явление заметно на рис. 9 (хотя центральная часть спектра на волне 3,8 см шире из-за влияния мелкомасштабных неровностей поверхности). Путем непосредственного сравнения крыльев спектра на волнах 3,8 и 39 см (на этой волне влиянием поглощения можно пренебречь) установлено, что оба метода дают практически одинаковый результат [62]. Первоначальное расхождение [55] возникло, по-видимому, из-за недостатка в методике обращения частотного спектра в распределение отражательной способности (яркости) по диску планеты.

Пока не были известны химический состав и глубина атмосферы Венеры, невозможно было установить причину резкого уменьшения ее отражательной способности на сантиметровых волнах. И даже после выдающегося полета межпланетной станции «Венера-4», указавшего, что атмосфера Венеры почти целиком состоит из углекислого газа [63], величина поглощения, следующая из вариации отражательной способности, считалась неправдоподобно большой, чтобы ее можно было целиком отнести на счет поглощения в газовых составляющих атмосферы Венеры. В качестве альтернативной возможности выдвигалось предположение о наличии на поверхности тонкого слоя вещества с малой диэлектрической проницаемостью, который с укорочением волны начинает поглощать излучение, прежде чем оно достигнет более глубоких слоев с большей диэлектрической проницаемостью [64, 65].

Основываясь на разных частотных зависимостях отражательной способности в этих случаях (см. рис. 17), было показано, что с результатами измерений лучше согласуется зависимость, вычисленная в предположении о нерезонансном поглощении радиоволн в газовых составляющих атмосферы Венеры [66]. Именно нерезонансное поглощение излучения в углекислом газе и парах воды, обнаруженное прямыми измерениями межпланетной станции «Венера-4» [63], обусловливает изменение оптической толщины атмосферы Венеры с длиной волны, как показано на рис. 18.

Измерения станции «Венера-4» окончились на некотором уровне над поверхностью планеты, где давление около 20 атм. При отнесении поглощения, определенного по радиолокационным данным, целиком на

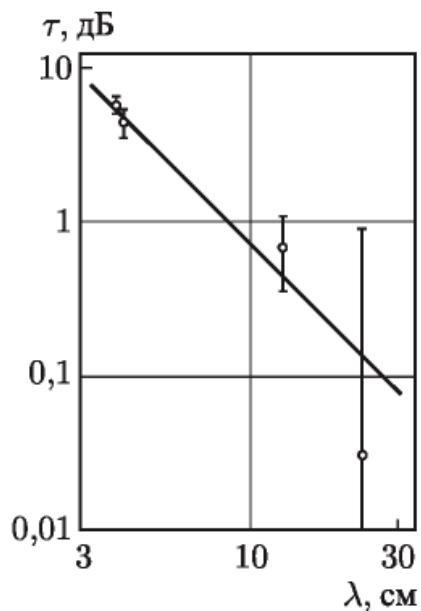


Рис. 18. Оптическая толщина атмосферы τ при вертикальном прохождении луча

счет углекислого газа и водяного пара и экстраполяции параметров атмосферы, измеренных приборами станции «Венера-4» [67], по адиабате на средней поверхности Венеры получено: давление 110 ± 30 атм, температура 740 ± 35 К [66]. При конструировании спускаемого аппарата станции «Венера-7», рассчитанного на работу при давлении до 180 атм и температуре до 800 К, были учтены, в частности, и эти результаты.

Фактические значения давления и температуры по измерениям межпланетных станций «Венера-7» и «Венера-8» оказались равными 90–95 атм и 740–750 К [68, 69], что подтвердило нашу оценку.

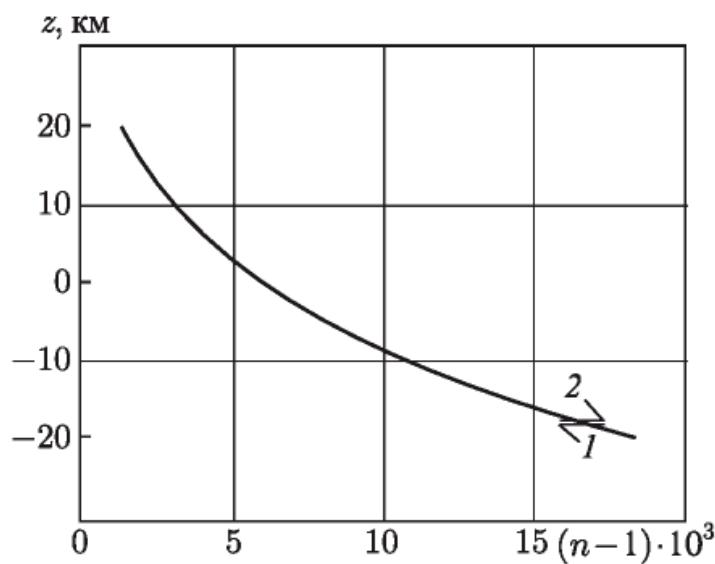


Рис. 19. Изменение коэффициента преломления газа в атмосфере Венеры от высоты над поверхностью. За начало отсчета высоты принят уровень, где давление 26 атм, а температура 596 К. 1 и 2 — положение поверхности по измерениям межпланетных станций «Венера-7» и «Венера-8»

На рис. 19 показано изменение коэффициента преломления атмосферы Венеры с высотой [56]. При его вычислении учитывалось реальное состояние газа и изменение ускорения силы тяжести по высоте. Наличие оптически плотной атмосферы приводит к заметному увеличению времени распространения волн при радиолокации Венеры. В центральной части видимого диска планеты, где волны проходят через атмосферу по вертикали, увеличение времени распространения при радиолокации составляет около 2 мкс [56].

Оценка отражательной способности Юпитера

Первые радиолокационные наблюдения Юпитера предприняты в 1963 г. в СССР на волне 39 см [20] и в США на волне 12,5 см [70]. В наблюдениях на волне 39 см при усреднении за 22 ч оценка энергии отраженного сигнала составила 1–1,5 от среднеквадратичной ошибки, которую мог вызвать флуктуационный шум. В наблюдениях на волне 12,5 см энергия отраженного сигнала усреднялась отдельно по интервалам, в течение которых через центр планетного диска проходили зоны протяженностью 45° по долготе Юпитера. Сигнал был обнаружен лишь в интервалах, соответствующих одной из этих зон, причем оценка энергии превосходила в 8 раз среднеквадратичное значение флуктуационной ошибки.

В 1964 и 1965–1966 гг. наблюдения Юпитера были проведены в Ионосферной обсерватории в Аресибо на волне 70 см [71] при значительно большей чувствительности установки. Эксперимент ставился таким образом, чтобы возможно ближе воспроизвести условия двух предыдущих наблюдений. Отраженный сигнал обнаружить не удалось, хотя чувствительность установки позволяла его обнаружить, если бы отражательная способность Юпитера на волне 70 см была даже в 160–200 раз меньше, чем следовало из наблюдений на волнах 39 и 12,5 см. Наблюдения Юпитера на волне 12,5 см, повторенные в 1964 г., также оказались безрезультатными [72].

Основываясь на отрицательных результатах последних наблюдений, можно предположить, как указывается в [71], о возможных изменениях по сравнению с 1963 г. условий отражения на Юпитере (механизм которого, вообще говоря, неизвестен) или же о наличии в первых наблюдениях незамеченных помех, принятых за отраженный сигнал. В этом случае остается допустить, что радиоволны практически полностью затухают в очень глубокой юпитерианской атмосфере [73].

Заключение

Коллективом сотрудников ИРЭ (совместно с рядом организаций) в Советском Союзе создано и развивается новое направление наблюдательной астрономии — радиолокационное исследование планет.

На базе антенны и передатчика Центра дальней космической связи создана уникальная радиолокационная установка для исследования планет. С помощью этого инструмента начиная с апреля 1961 г. проводятся регулярные наблюдения, в результате которых получен ряд фундаментальных результатов. Кардинально уточнено значение астрономической единицы. Определены период и направление вращения Венеры. Получено распределение отражательной способности по диску Венеры, позволившее установить природу отражающей поверхности Венеры. Впервые получены отраженные сигналы от Меркурия.

Радиолокационные исследования способствовали успешному проведению исследований планет при помощи межпланетных аппаратов. Уточнение астрономической единицы имеет первостепенное значение для космической навигации. С помощью радиолокационной установки Центра дальней космической связи проводятся измерения дальности и радиальной скорости Венеры и Марса с целью прогнозирования положения планет на завершающем этапе полета межпланетных станций. В Советском Союзе накоплен обширный наблюдательный материал и на его основе проведено уточнение элементов орбит Земли и Венеры.

В последнее время на основе радиолокационных наблюдений Венеры, Марса и Меркурия, проведенных в 1962–1980 гг., в Советском Союзе создана единая релятивистская теория движения внутренних планет [74, 75], обеспечивающая вычисление взаимных положений планет с точностью 5–15 км, что в 10–100 раз превышает точность классических теорий.

Результаты исследования характеристик отражения поверхности Венеры и Марса, оценка параметров атмосферы у поверхности Венеры, данные о поглощении радиоволн в атмосфере Венеры были использованы при создании спускаемых аппаратов межпланетных станций серии «Венера» и «Марс».

Авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам организаций, принимавшим участие в создании радиолокатора и проведении наблюдений, в особенности сотрудникам Центра дальней космической связи.

Литература

1. Price R., Green P. E., Goblik T. J., Kingston R. H., Kraft L. G., Pettengill G. H., Silver R., Smith W. B. — Science, 1959, 129, p. 751.
2. Evans J. V., Taylor G. N. — Nature, 1959, 181, p. 1358.
3. Котельников В. А., Апраксин Л. В., Войтов В. О., Голубцов М. Г., Дубровин В. М., Зайцев Н. М., Коренберг Е. Б., Минашин В. Н., Морозов В. А., Никитский Н. И., Петров Г. М., Ржига О. Н., Шаховской А. М. — Радиотехника и электроника, 1962, 7, с. 1851.
4. Морозов В. А., Трунова З. Г. — Радиотехника и электроника, 1962, 7, с. 1880.

5. Бунимович В. И., Морозов В. А. — Радиотехника и электроника, 1962, 7, с. 1873.
6. Kotelnikov V. A., Radar Contact with Venus: Paper presented to XII Intern. Astronautical Congress. New York, 1961.
7. Котельников В. А., Дубровин В. М., Морозов В. А., Петров Г. М., Ржига О. Н., Трунова З. Г., Шаховской А. М. — Радиотехника и электроника, 1962, 7, с. 1860.
8. Котельников В. А., Кузнецов Б. И., Лишин И. В. Устройство для получения сигналов с частотной модуляцией по ступенчато-пилообразному закону: А. с. 163215 (СССР). — Бюл. изобрет., 1964, № 12, с. 32.
9. Жаботинский М. Е., Францессон А. В. — Радиотехника и электроника, 1964, 9, с. 114.
10. Александров Ю. Н., Кузнецов Б. И., Петров Г. М., Ржига О. Н. — Астрон. журн., 1972, 49, с. 175.
11. Александров Ю. Н., Зятицкий В. А., Ржига О. Н. — Астрон. журн., 1967, 44, с. 1060.
12. Александров Ю. Н. — Информ. бюл. Совета по автоматизации научных исследований, 1970, № 2, с. 19.
13. Александров Ю. Н. Развитие цифровых методов спектральных измерений отраженных сигналов при радиолокации планет: Канд. дис. М.: ИРЭ АН СССР, 1972.
14. Петров Г. М., Барабошкин С. М., Зайцев А. Л. Устройство для синтезирования сигналов с линейным изменением частоты: А. с. 599328 (СССР). — Бюл. ОИПОТЗ, 1978, № 11, с. 177.
15. Петров Г. М., Барабошкин С. М., Зайцев А. Л. Устройство для синтезирования сигналов с изменением частоты по закону полинома n -й степени: А. с. 596954 (СССР). — Бюл. ОИПОТЗ, 1978, № 9, с. 197.
16. Котельников В. А., Дубровин В. М., Дубинский Б. А., Кислик М. Д., Кузнецов Б. И., Лишин И. В., Морозов В. А., Петров Г. М., Ржига О. Н., Сыцко Г. А., Шаховской А. М. — ДАН СССР, 1963, 151, с. 532.
17. Rzhiga O. N. Radar Observations of Venus in the Soviet Union in 1962: Paper presented to IV Intern. Sympos. COSPAR, Warsaw, 1963. Amsterdam: North-Holland Co., 1964, p. 178.
18. Котельников В. А., Гуськов Г. Я., Дубровин В. М., Дубинский Б. А., Кислик М. Д., Коренберг Е. Б., Минашин В. П., Морозов В. А., Никитский Н. И., Петров Г. М., Подопригора Г. А., Ржига О. Н., Францессон А. В., Шаховской А. М. — ДАН СССР, 1962, 147, с. 1320.
19. Котельников В. А., Дубровин В. М., Дубинский Б. А., Кислик М. Д., Кузнецов Б. И., Петров Г. М., Работягов А. П., Ржига О. Н., Шаховской А. М. — ДАН СССР, 1963, 151, с. 811.
20. Котельников В. А., Апраксин Л. В., Дубровин В. М., Кислик М. Д., Кузнецов Б. И., Петров Г. М., Ржига О. Н., Францессон А. В., Шаховской А. М. — ДАН СССР, 1964, 155, с. 1037.

21. Kotelnikov V. A., Alexandrov Yu. N., Golovkov V. K., Petrov G. M., Rzhiga O. N. The Joint Soviet-English Radar Observations of Venus: Paper presented to XIII General Assembly IAU. Prague, 1967, Aug.
22. Котельников В. А., Аким Э. Л., Александров Ю. Н., Гераскин В. Т., Головков В. К., Дубровин В. М., Зайцев А. Л., Каевицер В. И., Кузнецов Б. И., Наумкин Ю. К., Петров Г. М., Ржига О. Н., Францессон А. В., Хасянов А. Ф., Шаховской А. М. — Астрон. журн., 1973, 50, с. 836.
23. Котельников В. А., Аким Э. Л., Александров Ю. Н., Головков В. К., Дубровин В. М., Зайцев А. Л., Каевицер В. И., Крымов А. А., Кузнецов Б. И., Наумкин Ю. К., Петров Г. М., Подолянюк В. М., Ржига О. Н., Хасянов А. Ф., Шаховской А. М. — Астрон. журн., 1976, 53, с. 1270.
24. Котельников В. А., Александров Ю. Н., Головков В. К., Дубровин В. М., Зайцев А. Л., Каевицер В. И., Крымов А. А., Наумкин Ю. К., Петров Г. М., Ржига О. Н., Хасянов А. Ф., Шаховской А. М. — Астрон. журн., 1979, 56, с. 705.
25. Александров Ю. Н., Ржига О. Н., Шаховской А. М. — Космич. исследования, 1971, 9, с. 904.
26. Куликов К. А. Фундаментальные постоянные астрономии. М.: Гостехиздат, 1956.
27. Котельников В. А., Дубинский Б. А., Кислик М. Д., Цветков Д. М. — Искусственные спутники Земли, 1963, № 17, с. 101.
28. Thomson J. H., Ponsonby J. E. B., Taylor G. N., Rogers R. S. — Nature, 1961, 190, p. 519.
29. Pettengill G. H., Briscoe H. W., Evans J. V., Gehrels E., Hyde G. M., Kraft L. G., Price R., Smith W. B. — Astron. J., 1962, 67, p. 181.
30. Muheleman D. O., Holdridge D. B., Block N. — Astron. J., 1962, 67, p. 191.
31. Ponsonby J. E. B., Thomson J. H., Imre K. S. — Month. Notices Roy. Astron. Soc., 1964, 128, p. 1.
32. Klemperer W. K., Ochs G. R., Bowles K. L. — Astron. J., 1964, 69, p. 22.
33. Shapiro I. I. — In: Radar Astronomy. New York: McGraw-Hill Book Co., 1968, p. 143.
34. Rabe E. — Astron. J., 1950, 55, p. 112.
35. McGuire J. B., Spangler E. R., Wong L. — Sci. Amer., 1961, 204, p. 464.
36. Rabe E. — Astron. J., 1967, 72, p. 852.
37. Knowles S. H. — Astron. J., 1969, 74, p. 291.
38. Фундаментальные постоянные астрономии/ Под ред. В. В. Подобеда. М.: Мир, 1967.
39. Петров Г. М. Определение астрономической единицы по радиолокационным наблюдениям планет, проводившимся в Советском Союзе в 1961, 1962 и 1964 годах: Канд. дис. М.: ИРЭ АН СССР, 1968.
40. Baird R. C., — Proc. IEEE, 1967, 55, p. 1032.
41. Sky and Telescope, 1972, 44, p. 353.
42. Аким Э. Л., Степаньянц В. А. — ДАН СССР, 1977, 233, с. 314.

43. Кислик М. Д., Колюка Ю. Ф., Котельников В. А., Петров Г. М., Тихонов В. Ф. — ДАН СССР, 1978, 241, с. 1046.
44. Ash M. E., Shapiro I. I., Smith W. B. — Astron. J., 1967, 72, p. 338.
45. Vaucouler G. — Icarus, 1964, 3, p. 187.
46. Smith W. B., Ingalls R. P., Shapiro I. I., Ash M. E. — Radio Sci., 1970, 5, p. 411.
47. Goldstein R. M., Carpenter R. L. — Science, 1963, 139, p. 910.
48. Головков В. К. — В кн.: Физика Луны и планет. М.: Наука, 1972, с. 314.
49. Yurgens R. F. — Radio Sci., 1970, 5, p. 435.
50. Boyer C., Newell R. E. — Astron. J., 1967, 72, p. 679.
51. Александров Ю. Н., Головков В. К., Дубровин В. М., Зайцев А. Л., Каевичер В. И., Крымов А. А., Петров Г. М., Хасянов В. Ф., Шаховской А. М. — В кн.: X Всесоюз. конф. по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы: Тезисы докл. Иркутск: Сиб. ИЗМИР СО АН СССР, 1977, с. 66.
52. Evans J. V. — J. Res. NBS, 1965, 69D, p. 1637.
53. Кузьмин А. Д., Кларк Б. Дж. — Астрон. журн., 1965, 42, с. 595.
54. Кузьмин А. Д. Радиофизические исследования Венеры. М.: ВИНИТИ, 1967.
55. Evans J. V., Ingills R. P., Rainville L. P., Silva R. P. — Astron. J., 1966, 71, p. 902.
56. Ржига О. Н. Развитие методики и некоторые результаты исследования физической природы планет при помощи радиолокации: Докт. дис. М.: ИРЭ АН СССР, 1971.
57. Головков В. К., Кузнецов Б. И., Петров Г. М., Хасянов А. Ф. — Астрон. журн., 1970, 53, с. 411.
58. Александров Ю. Н., Головков В. К., Дубровин В. М., Зайцев А. Л., Каевичер В. И., Крымов А. А., Петров Г. М., Хасянов А. Ф., Шаховской А. М. — В кн.: X Всесоюз. конф. по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы: Тезисы докл. Иркутск: Сиб. ИЗМИР СО АН СССР, 1977, с. 67.
59. Hagfors T. — J. Geophys. Res., 1964, 69, p. 3779.
60. Goldstein R. M., Green R. R., Rumsey H. C. — J. Geophys. Res., 1976, 81, p. 4807.
61. Karp D., Morrow W. E., Smith W. B. — Icarus, 1964, 3, p. 473.
62. Александров Ю. Н. — В кн.: Физика Луны и планет. М.: Наука, 1972, с. 309.
63. Виноградов А. Н., Сурков Ю. А., Флоренский К. П., Андрейчиков Б. М. — ДАН СССР, 1968, 179, с. 37.
64. Pollack J. B., Sagan C. Icarus — 1965, 4, p. 62.
65. Стрелков Г. М. — Астрон. вестн., 1968, 2, с. 19.
66. Ржига О. Н. — В кн.: Физика Луны и планет. М.: Наука, 1972, с. 367.

67. Авдуевский В. С., Маров М. Я., Рождественский М. К. — Космич. исследования, 1969, 7, с. 233.
68. Маров М. Я., Авдуевский В. С., Рождественский М. К., Бородин Н. Ф., Кержанович В. В. — Космич. исследования, 1971, 9, с. 570.
69. Маров М. Я., Авдуевский В. С., Кержанович В. В., Рождественский М. К., Бородин Н. Ф., Рябов О. Л. — ДАН СССР, 1973, 210, с. 559.
70. Goldstein R. M. — Science, 1964, 144, p. 842.
71. Dyce R. B., Pettengill G. H., Sanchez A. D. — Astron. J., 1967, 72, p. 771.
72. Goldstein R. M. — J. Res. NBS, 1965, 69D, p. 1629.
73. Мороз В. И. Физика планет. М.: Наука, 1967.
74. Александров Ю. Н., Вышлов А. С., Дубровин В. М., Зайцев А. Л., Игнатов С. П., Каевицер В. И., Котельников В. А., Крымов А. А., Петров Г. М., Ржига О. Н., Тагаевский А. Т., Хасянов А. Ф., Шаховской А. М. — ДАН СССР, 1980, 255, № 6.
75. Кислик М. Д., Колюка Ю. Ф., Котельников В. А., Петров Г. М., Тихонов В. Ф. — ДАН СССР, 1980, 255, № 3.

РАДИОЛОКАЦИОННАЯ АСТРОНОМИЯ

В. А. Котельников, Г. М. Петров

Наука и человечество, М., Знание, 1982

В последние два десятилетия успешно развивается новое направление наблюдательной астрономии, использующее физические принципы и методы радиолокации для исследования небесных тел Солнечной системы: их положения, движения, вращения, размеров, физических свойств слагающих пород, рельефа и других характеристик поверхности.

Быстрое развитие радиолокационной астрономии стимулировалось и поддерживалось практическими потребностями космонавтики, так как для полетов космических станций к планетам были необходимы более точные сведения о положении и движении планет. Наблюдения планет и Солнца, более двух столетий проводившиеся с помощью оптических телескопов, позволили построить весьма совершенные теории их движения, однако точность расчета положения планет на их основе все же не удовлетворяла высоким требованиям космонавтики.

Особенно недостаточным оказалось знание размеров планетных орбит, выраженных в километрах, поскольку прямые измерения расстояний до планет недоступны для оптических средств классической наблюдательной астрономии. Косвенные же методы, основанные на измерениях разности угловых положений планет на небесной сфере при наблюдениях из разных пунктов Земли, приводили к большим ошибкам — в сотни тысяч километров.

В отличие от косвенных оптических методов радиолокация позволяет определить расстояние до планеты непосредственно по прямым измерениям промежутка времени, в течение которого радиоволны распространяются до планеты и после отражения от нее обратно до радиолокатора. Скорость распространения радиоволн, равная скорости света, известна с высокой точностью, поэтому и точность измерения расстояния тоже получается высокой. Кроме того, радиолокация дает возможность также непосредственно и с высокой точностью по измерениям доплеровского смещения частоты отраженных радиоволн определять скорость изменения расстояния до планеты (лучевую скорость).

В современных планетных радиолокаторах расстояние до ближайших участков планет измеряется с точностью до нескольких сотен метров, скорость — до нескольких сантиметров в секунду. Например, наш планетный радиолокатор (длина волны 39 см), расположенный

в Крыму, позволяет измерять расстояние до Венеры с точностью до 300 м, скорость движения планеты — до 0,8 см/с. При этом удается разделить и измерить радиосигналы, отраженные от отдельных частей лоцируемой планеты, поскольку эти сигналы приходят с разным запаздыванием и имеют различное доплеровское смещение частоты, вызванное вращением планеты.

Радиолокация Луны была осуществлена в первые годы после второй мировой войны; созданные к тому времени радиолокаторы имели для этого достаточную мощность. Однако вследствие того что мощность возвращающихся к локатору отраженных радиоволн убывает пропорционально четвертой степени расстояния до лоцируемого объекта, для успешной локации планет было необходимо поднять мощность радиолокатора в десятки миллионов раз или соответственно увеличить размеры антенны и чувствительность приемников.

Первая успешная радиолокация планеты — это была Венера — в СССР, США и Англии была выполнена в апреле 1961 г., когда она находилась на минимальном расстоянии от Земли (40 млн км). В 1962 г. радиолокация Венеры была повторена в СССР, Англии и США, а в 1964 г. — в СССР и США.

В наблюдениях 1962 г. чувствительность радиолокатора СССР была повышена в 6 раз — в то время он был самым чувствительным (чувствительность радиолокатора зависит от излучаемой им мощности, размеров антенны и чувствительности приемника). Повышение чувствительности позволило провести измерения расстояния до Венеры на протяжении двух месяцев и уменьшить их ошибки по сравнению с 1961 г. в 70 раз. Расстояние в 1962 г. определялось с точностью 12–15 км, скорость — 6 см/с.

Впервые было получено распределение энергии эхо-сигнала по времени запаздывания с высоким разрешением (рис. 1), что позволило сделать выводы о природе отражающей поверхности Венеры. Тогда же впервые (в СССР и США) было определено направление и период вращения Венеры. Основным результатом наблюдений Венеры в 1961, 1962 и 1964 гг. было кардинальное (почти в 1000 раз) уточнение астрономической единицы — среднего расстояния от Земли до Солнца. Этот фундаментальный результат помимо большой научной ценности имел крайне важное практическое значение для решения навигационных задач при полетах межпланетных станций.

Повышение чувствительности радиолокатора СССР дало возможность в июне 1962 г. впервые провести успешную радиолокацию Меркурия. Первые эксперименты по радиолокации Марса и Юпитера проводились в 1963 г. в СССР и США.

В январе–феврале 1966 г. были выполнены совместные советско-английские радиолокационные наблюдения Венеры, в которых радиоволны к планете излучались из Центра дальней космической связи в Крыму, а отраженные от планеты сигналы принимались и регистри-

ровались на магнитной ленте в Джодрелл Бэнк¹⁾. Их обработка выполнялась независимо в СССР и Англии. Анализ полученных частотных спектров эхо-сигналов позволил уточнить период вращения Венеры и дополнить сведения об отражающих свойствах ее поверхности.

С 1969 г. планетным радиолокатором СССР выполнялись регулярные измерения расстояния и радиальной скорости Венеры с целью прогнозирования положения планеты на завершающем этапе полетов к ней межпланетных станций. В процессе подготовки к наблюдениям непрерывно совершенствовались аппаратура и методика наблюдений с целью повышения точности измерений.

Благодаря повышению мощности передатчика, усовершенствованию антенны и приемника, а также улучшению методов обработки эхо-сигналов с помощью вычислительных машин чувствительность радиолокатора в СССР к 1971 г. была увеличена в 70 раз. Это позволило во время великого противостояния²⁾ Марса 1971 г. (минимальное расстояние до Земли — около 56 млн км) в течение двух месяцев проводить измерения его расстояния от Земли, что было необходимо для обеспечения полетов к нему межпланетных станций «Марс-2» и «Марс-3».

В 1979 г. в Центре дальней космической связи в Крыму была построена полноповоротная параболическая антenna с диаметром зеркала 70 м (рис. 2), на базе которой создан более совершенный планетный радиолокатор (на той же длине волны). Применение высокоеффективной антенны, повышение мощности передатчика и улучшение чувствительности приемника дали возможность повысить чувствительность радиолокатора СССР еще в 50 раз, что более чем в 2,5 раза увеличило предельную дальность радиолокации планет.

С помощью этого радиолокатора в период с февраля по апрель 1980 г. выполнены радиолокационные наблюдения Венеры, Марса и Меркурия на значительных участках их орбит, при этом наибольшие расстояния составляли: 161 млн км — до Венеры, 135 млн км — до Марса. 139 млн км — до Меркурия (указанные расстояния не являются предельными для локатора). Получена новая высокоточная астрометрическая информация по трем планетам, которая совместно с результатами наблюдений прошлых лет позволила построить единую теорию движения внутренних планет (Меркурия, Венеры, Земли и Марса). Кроме того, были получены новые сведения о рельефе и отражательных свойствах поверхности этих планет.

¹⁾ Подробнее об этой работе см. в статье директора обсерватории в Джодрелл Бэнк Б. Ловелла в ежегоднике «Наука и человечество. 1968». — Ред.

²⁾ В противостояниях Марс виден на небосводе в созвездиях, противоположных Солнцу («стоит против Солнца»). В этом случае расстояние между Марсом и Землей минимально в отличие от других положений этих планет на орbitах.

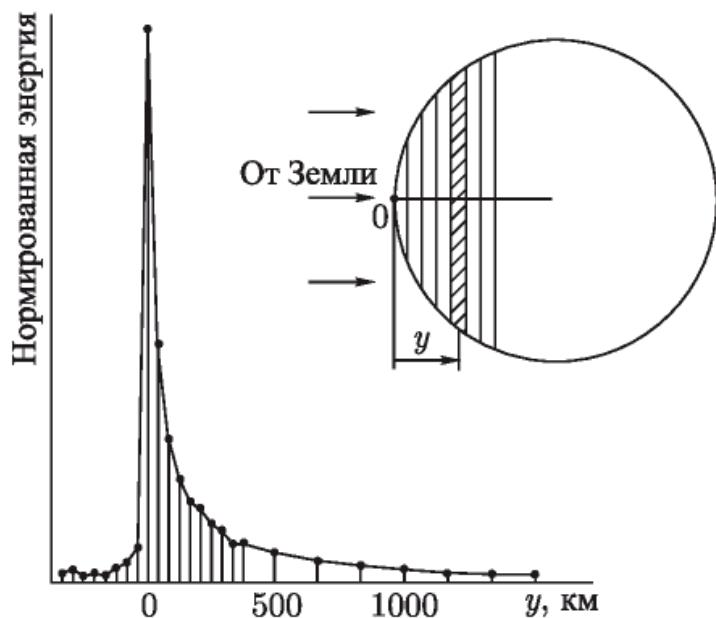


Рис. 1. Распределение энергии отраженных Венерой радиоволн по дальности (запаздыванию) (СССР, 1962 г.). Резкий максимум в точке 0 (ближайшая к Земле точка планеты) говорит о зеркальном отражении в центре диска планеты



Рис. 2. Приемо-передающая полноповоротная антенна диаметром 70 м Центра дальней космической связи в Крыму, используемая для планетного радиолокатора СССР с 1980 г.

В результате наблюдений Венеры, Марса и Меркурия, регулярно проводившихся в СССР и США в течение двух десятилетий, накоплена обширная астрометрическая информация, на основе которой существенно уточнены орбиты этих планет и построены более совершенные численные теории для прогнозирования их движения.

Чувствительность современных радиолокаторов повышена по сравнению с 1961 г. в несколько тысяч раз, что позволяет проводить радиолокацию внутренних планет на всех участках их орбит. Она также оказалась достаточной для того, чтобы провести наблюдения колец Сатурна, четырех Галилеевых спутников Юпитера и пяти малых планет (астероидов).

Определение астрономической единицы и радиуса Венеры

Основной результат радиолокационных наблюдений Венеры, имеющий первостепенное значение для космонавтики, — кардинальное уточнение астрономической единицы. Через астрономическую единицу выражаются все расстояния в Солнечной системе, поэтому задача определения ее абсолютной величины в километрах всегда представляла большой познавательный интерес и находилась в центре внимания астрономов.

Ее значения, полученные разными оптическими методами в период 1940–1960 гг., лежали в пределах от 149,4 до 149,7 млн км, т. е. разброс составлял около 300 тыс. км. До начала радиолокационных измерений наиболее достоверным считалось значение $149\,527\,000 \pm 10\,000$ км, полученное в 1950 г. из наблюдений за движением малой планеты Эрос в период 1926–1945 гг. С ним согласовывалось значение $149\,545\,000 \pm 20\,000$ км, полученное в 1960 г. по измерениям радиальной скорости автоматической станции «Пионер-5». Однако как показали радиолокационные измерения, эти значения оказались на 50–70 тыс. км меньше истинной величины.

Такая ошибка привела бы к неизбежным промахам при полетах космических кораблей к планетам. Так, при полете к Марсу корабль прошел бы в стороне от планеты примерно на расстоянии 15 ее радиусов, а при полете к Венере — на расстоянии трех ее радиусов.

Классическая теория движения планет позволяла вычислять межпланетные расстояния через астрономическую единицу с точностью 10^{-5} – 10^{-6} . Измерив межпланетное расстояние в километрах с помощью радиолокатора, очевидно, можно было с такой же точностью определить и астрономическую единицу.

Уже первые радиолокационные наблюдения Венеры в 1961 г. позволили уточнить величину астрономической единицы примерно в 50 раз. Ее значения, полученные в разных странах и на разных длинах волн, хорошо согласовались между собой, что свидетельствовало о высокой достоверности измерений.

Значительное уменьшение ошибок измерений расстояния до Венеры, достигнутое в СССР в 1962 и 1964 гг., давало возможность повысить и точность определения астрономической единицы. Однако для этого требовалось соответственно уточнить параметры орбит Венеры и Земли, а также радиус Венеры, но это можно было сделать только на

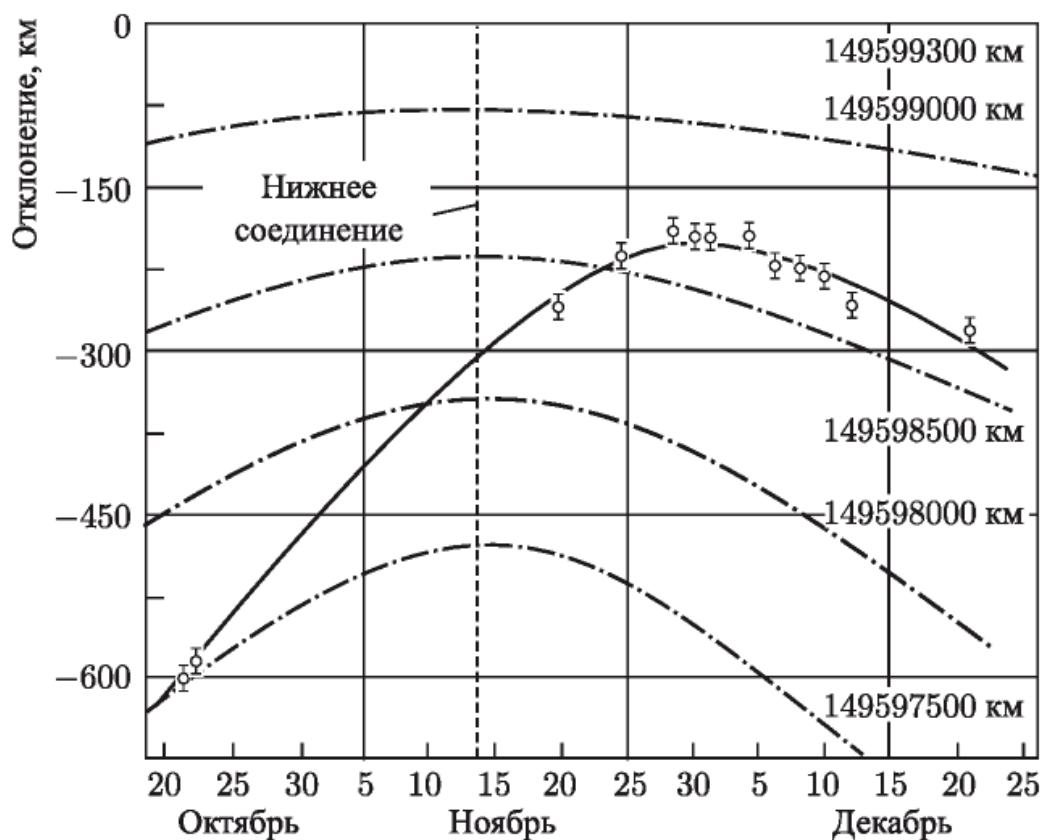


Рис. 3. Отклонения (точки) измеренных значений расстояния от расчетных по наблюдениям Венеры в 1962 г. (в расчетах принималось: астрономическая единица — 149 599 300 км, радиус Венеры — 6 100 км). Кривая (сплошная линия), проходящая через эти экспериментальные точки, рассчитана при значениях астрономической единицы 149 597 900 км, поправки к разности долгот Венеры и Земли $+0''$,5 и радиуса Венеры 6020 км. Пунктирные линии — кривые, рассчитанные при других значениях астрономической единицы (указаны справа), но без учета поправки к долготе и радиусу Венеры

основе радиолокационных измерений на более длительном интервале времени, охватывающем несколько синодических периодов обращения Венеры (синодический период — промежуток времени между двумя нижними соединениями, в которых расстояние между Землей и Венерой минимально).

Возможности уточнения элементов орбит были продемонстрированы уже при обработке результатов 1962 г. (рис. 3). Тогда наряду с поправкой к астрономической единице были найдены также поправки к положению на орбите и радиусу Венеры (см. табл.).

Радиус Венеры по оптическим наблюдениям был определен на уровне верхней кромки облачного слоя и по оценкам астрономов составлял 6120 ± 8 км, высота же облачного слоя над поверхностью была неизвестна. Для точного определения астрономической единицы очень важно знать радиус отражающей радиоволны поверхности Венеры, поскольку радиолокационным способом измеряется расстояние до передних участков этой поверхности, а теория движения планет дает

положение их центра масс, который находится дальше на величину радиуса.

Обработка двух циклов измерений, выполненных в СССР в 1962 и 1964 гг., позволила найти поправки к элементам орбит Венеры и Земли, что привело к дальнейшему уточнению астрономической единицы и радиуса Венеры.

Работа по одновременному уточнению астрономической единицы, параметров орбит Венеры и Земли и радиуса Венеры была проведена Линкольновской лабораторией США в 1966 г. В результате совместной обработки радиолокационных измерений США и СССР за период 1962–1966 гг. и оптических измерений США за период 1950–1966 гг. для астрономической единицы при скорости света $299\,792,5$ км/с было получено значение $149\,597\,892,3 \pm 1,5$ км; для радиуса Венеры — $6055,8 \pm 1,2$ км.

Последующие измерения и анализ радиолокационных данных, полученных до 1969 г., в Линкольновской лаборатории дал значение $6050 \pm 0,3$ км.

Наиболее точные значения астрономической единицы и радиуса Венеры в СССР были получены в 1976 и 1980 гг. благодаря построению более совершенной теории движения Венеры и Земли (см. табл.).

Значения астрономической единицы и среднего радиуса Венеры,
полученные в СССР в разные годы

Интервал наблюдений (гг.)	Астрономическая единица (км)	Радиус Венеры (км)
1961	$149\,599\,300 \pm 1000$	—
1962	$149\,597\,900 \pm 250$	6020 ± 50
1964	$149\,598\,000 \pm 130$	—
1962–1964	$149\,597\,886 \pm 80$	6046 ± 15
1962–1975	$149\,597\,888,9 \pm 0,7$	$6052,3 \pm 0,3$
1962–1980	$149\,597\,889,0 \pm 0,3$	$6050,1 \pm 0,1$

Примечание. Значения астрономической единицы в таблице приведены при скорости света $299\,792,5$ км/с. Если использовать уточненное значение скорости света $299\,792\,458 \pm 1,2$ м/с, то величина астрономической единицы в последнем определении будет равна $149\,597\,868 \pm 0,7$ км.

Теория движения внутренних планет

Радиолокационные наблюдения планет показали, что и после уточнения астрономической единицы остаются заметные расхождения между измеренными расстояниями и их значениями, вычисленными по классическим теориям. Расхождения достигали нескольких сотен ки-

лометров (рис. 4). Такие ошибки в прогнозировании движения планет по классическим теориям затрудняли решение навигационных задач космонавтики, особенно таких сложных, как посадка спускаемого аппарата в заранее выбранный район поверхности или выведение искусственного спутника планеты с заданными параметрами его орбиты.

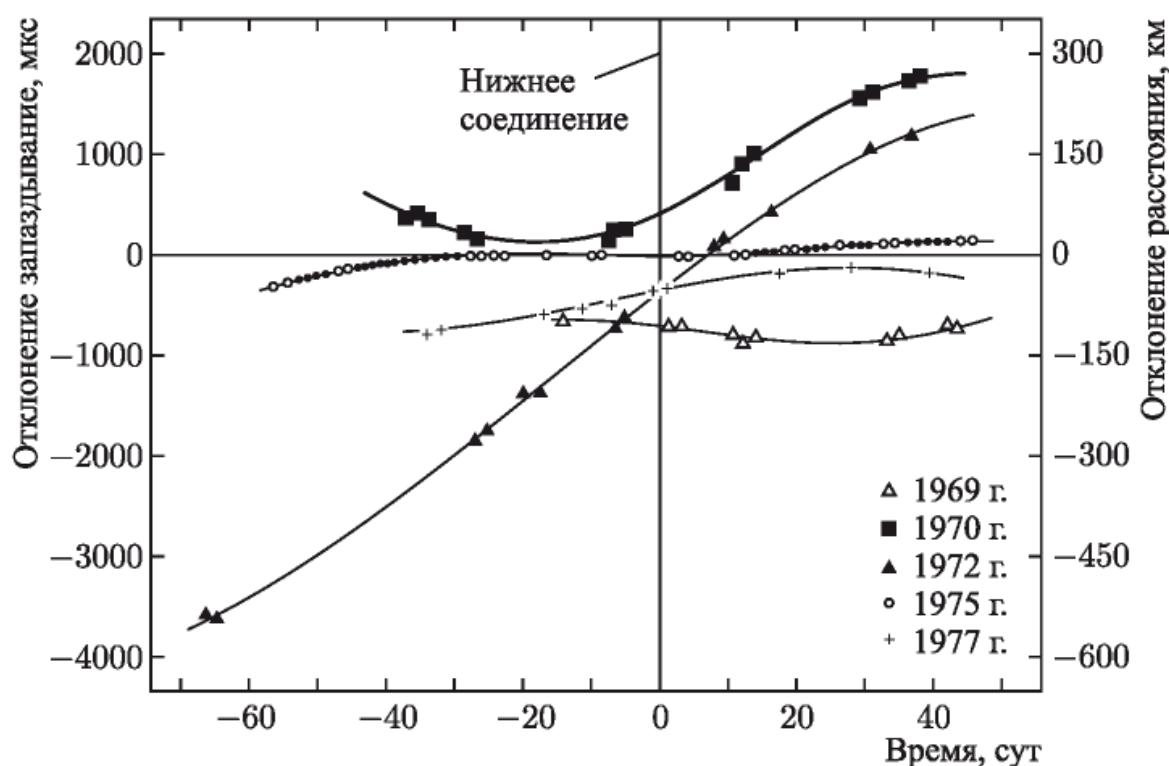


Рис. 4. Отклонения измеренных в разные годы в СССР запаздываний эхо-сигнала от Венеры и соответствующих им расстояний от расчетных значений, вычисленных по классической теории (в расчете принималось: астрономическая единица — 149 597 890 км, радиус Венеры — 6050 км)

В связи с этим во время полетов автоматических межпланетных станций приходилось наряду с траекторными измерениями положения станции проводить также и радиолокационные наблюдения для уточнения положения планеты.

Необходимо было создать новые, более точные теории движения планет на основе радиолокационной информации.

Численная теория движения Венеры и Земли на основе радиолокационных наблюдений Венеры на интервале 1962–1975 гг. была построена Институтом радиотехники и электроники АН СССР и Институтом прикладной математики АН СССР совместно с рядом организаций в 1976–1978 гг.

При этом были использованы также данные оптических наблюдений Венеры и Солнца, выполненных Николаевской обсерваторией АН СССР и Морской обсерваторией США, и параметры движения искусственных спутников Венеры «Венера-9» и «Венера-10» в 1975 г.

Задача решалась численным интегрированием на ЭВМ системы дифференциальных уравнений, описывающих движение восьми тел

в их гравитационном поле. В качестве тел были взяты Солнце, Меркурий, Венера, система Земля–Луна, Марс, Юпитер, Сатурн, Уран. Оценки показали, что влиянием Нептуна и Плутона при решении данной задачи можно пренебречь. В число определяемых параметров были включены 12 элементов орбит Венеры и центра масс системы Земля–Луна, а также астрономическая единица и радиус Венеры.

Экспериментальная проверка построенной численной теории, выполненная при очередных радиолокациях Венеры в 1977, 1978 и 1980 гг., показала, что отклонения измеренных расстояний до Венеры от их значений, прогнозированных по численной теории, не превышают 3–6 км (рис. 5). В то же время отклонения измеренных расстояний от прогноза по классической теории, даже при уточненной астрономической единице в этот период, доходили до 500 км.

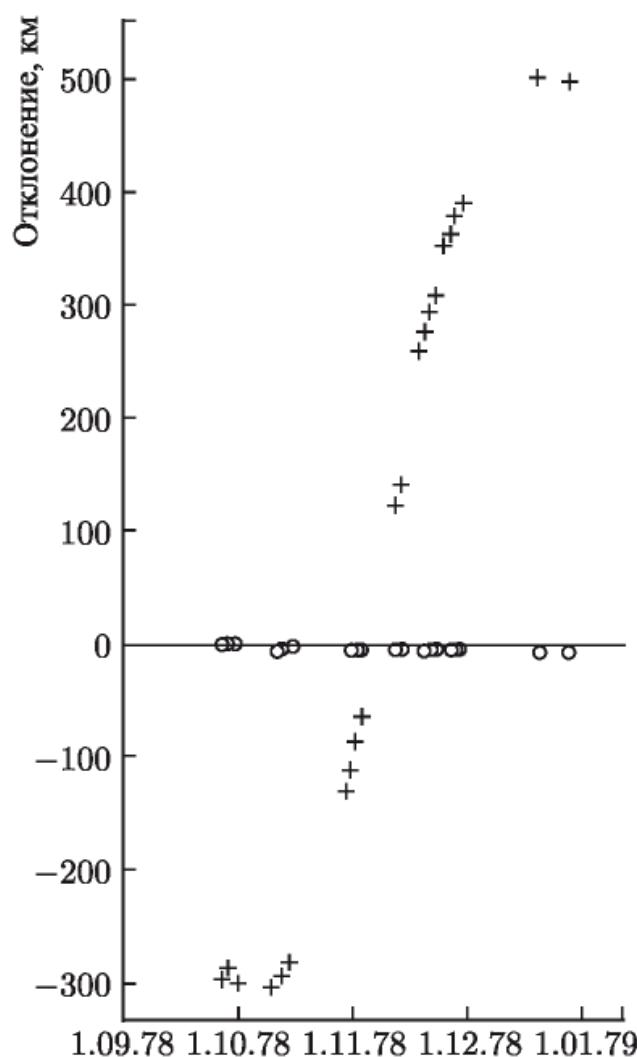


Рис. 5. Отклонения измеренных в 1978 г. в СССР расстояний до Венеры от расчетных значений, вычисленных на основе новой численной теории (кружочки) и классической теории (крестики); в расчете принималось: астрономическая единица — 149597888,9 км, радиус Венеры — 6052,3 км

При запусках станций «Венера-11» и «Венера-12» в 1978 г. все навигационные расчеты проводились на основе новой численной теории.

Измерения параметров движения станций, в свою очередь, подтвердили высокую точность этой теории: измеренные расстояния до них отличались от прогнозировавшихся не больше, чем на 3 км.

В 1979 г. Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с другими организациями была осуществлена обработка радиолокационных наблюдений Марса за 1964–1971 гг. и оптических наблюдений Марса и Солнца за 1960–1975 гг.

Определение орбит Марса и Земли проводилось по той же методике, которая использовалась при обработке наблюдений Венеры. Определяемыми параметрами были 12 элементов орбит Марса и центра масс системы Земля–Луна. Точность прогнозирования движения Марса на основе полученного решения была проверена при его радиолокационных наблюдениях в СССР в 1980 г. Ошибка прогноза расстояния относительно среднего уровня поверхности планеты на двухмесячном интервале наблюдений монотонно изменялась от 13,6 до 21 км.

В результате радиолокационных наблюдений Венеры, Марса и Меркурия на значительных участках орбит в 1980 г. в Советском Союзе была получена новая высокоточная астрометрическая информация. Она существенно дополнила результаты прежних радиолокационных наблюдений планет, в особенности Меркурия и Марса. Тем самым была создана реальная основа для построения единой теории движения внутренних планет, т. е. для одновременного определения орбит Меркурия, Венеры, Земли и Марса по всей совокупности имеющихся радиолокационных и оптических наблюдений.

В 1980 г. Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций были разработаны и программно реализованы на ЭВМ методика и алгоритмы для построения такой теории на основе общей теории относительности. При этом для описания движения внутренних планет использовались релятивистские дифференциальные уравнения. В число планет, движение которых описывает система дифференциальных уравнений, дополнительно введен Нептун. При обработке наблюдений в расчетные значения времени запаздывания отраженного сигнала вводились релятивистские поправки.

На базе разработанной методики была создана единая релятивистская теория движения внутренних планет.

Это задача независимо решалась также в Институте прикладной математики АН СССР и Институте теоретической астрономии АН СССР.

Построение этой теории осуществлялось на основе радиолокационных и оптических наблюдений Венеры и Марса, использовавшихся ранее при построении частных теорий их движения; радиолокационных наблюдений Венеры, выполненных в СССР в 1977 и 1978 гг.; упомянутых выше радиолокационных наблюдений Венеры, Марса и Меркурия в 1980 г.; радиолокационных наблюдения Меркурия в Аресибо в 1964–1965 гг.; оптических наблюдений Меркурия, выполненных Николаевской обсерваторией АН СССР, Морской обсерваторией США

и Гринвичской астрономической обсерваторией в 1960–1976 гг. Всего было обработано 3768 радиолокационных измерения времени запаздывания отраженного от планет сигнала и 7193 оптических (угловых) измерения.

При обработке определялось 28 параметров: элементы орбит Меркурия, Венеры, центра масс системы Земля–Луна, Марса, астрономическая единица, радиусы Меркурия, Венеры, Марса. Для радиусов Меркурия и Марса получены значения соответственно $2434,9 \pm 1,1$ км и $3394,6 \pm 0,3$ км.

Среднеквадратичные отклонения измеренных расстояний от их значений, вычисленных по этой теории, составляют: для Венеры (в период 1970–1980 гг.) — 0,9 км; для Марса (в период 1967–1980 гг.) — 2,5 км; для Меркурия (в 1980 г.) — 2 км. Эта отклонения в значительной степени обусловлены влиянием рельефа поверхности планет. Отклонения оптических измерений от прогноза по этой теории колеблются в пределах $0'',6$ – $1'',2$.

Чтобы оценить пределы применимости ньютоновской механики при построении таких теорий, вся информация была обработана также и без учета релятивистских поправок. Как и следовало ожидать, согласование измеренных и расчетных дальностей заметно ухудшилось, на отдельных участках орбит появились систематические отклонения, достигающие 390 км для Меркурия, 12 км для Марса и 8 км для Венеры.

Достигнутое при построении единой релятивистской теории движения внутренних планет хорошее согласование измеренных и расчетных данных может рассматриваться как дополнительная экспериментальная проверка общей теории относительности.

Следует отметить, что радиолокационные наблюдения планет за 20-летний период (совместно с оптическими наблюдениями планет и Солнца) дали возможность уменьшить неопределенность знания астрономической единицы почты в 50 тыс. раз и повысить точность теории движения внутренних планет на полтора–два порядка, что позволяет сейчас прогнозировать их взаимное положение с ошибкой меньше 15 км. Эти фундаментальные результаты — крупный вклад в изучение динамики Солнечной системы.

Вращение Венеры и Меркурия

К числу фундаментальных открытий радиолокационной астрономии следует отнести результаты исследования вращения Венеры и Меркурия. Обнаружено три неожиданных явления природы.

Первое — Венера в отличие от всех других больших планет вращается в обратном направлении, противоположном ее обращению по орбите. Второе — обратное вращение Венеры регулируется не Солнцем, а Землей, причем так, что при каждом сближении с Землей Венера почти точно обращена к Земле одной и той же стороной. Третье —

Меркурий за каждогох два обращения по орбите делает почти точно три оборота вокруг своей оси. Раньше ошибочно считалось, что Меркурий делает один оборот вокруг своей оси за время одного обращения по орбите, т. е. он все время обращен к Солнцу одной и той же стороной.

До проведения радиолокационных наблюдений период вращения Венеры оценивался величинами от 15 ч до 225 сут. (определение затруднялось облачным покровом Венеры). Ширина спектра частот эхо-сигнала при первой радиолокации Венеры в 1961 г. показала, что планета вращается очень медленно — с периодом больше 100 сут.

Более определенные сведения были получены при следующей радиолокации в 1962 г., когда благодаря существенному повышению чувствительности радиолокатора продолжительность наблюдений удалось увеличить до двух месяцев. Тогда Институтом радиотехники и электроники АН СССР и Лабораторией реактивного движения США независимо было установлено, что Венера вращается в обратном направлении (по сравнению с направлением обращения по орбите вокруг Солнца), причем период ее вращения вокруг оси лежит в пределах 200–300 земных суток. В этих наблюдениях вращение исследовалось по измерениям ширины спектра частот отраженных от планеты радиоволн при облучении ее монохроматическим сигналом.

Ширина спектра частот пропорциональна величине угловой скорости полного относительного вращения, которое можно было бы увидеть с Земли. Это «видимое» вращение складывается из двух составляющих: собственного (сидерического) вращения и кажущегося, являющегося следствием изменения взаимного положения Венеры и Земли. Величина и знак (направление) второй составляющей изменяются во времени; ее значения в зависимости от дат наблюдений вычисляются на основе известного движения планет. В нижних соединениях она максимальна (примерно 0,6 градуса в сутки) и имеет положительный знак; за 21 сутки до нижнего соединения и через 21 сутки после него знак меняется на обратный.

Характер изменения полной угловой скорости видимого вращения будет различным в зависимости от того, какой знак имеет угловая скорость собственного вращения планеты. Если бы она была положительной, соответствующей прямому вращению, то угловая скорость полного видимого вращения Венеры в нижних соединениях была бы наибольшей и уменьшалась бы при отходе от них. Фактически же во всех измерениях вблизи нижних соединений наблюдается противоположная картина; следовательно, направление собственного вращения Венеры — обратное (рис. 6).

В последующих наблюдениях вращение Венеры исследовалось и другими, более точными методами, основанными на слежении за движением обнаруженных на ее поверхности аномально отражающих радиоволны областей. Они проявляются на спектре частот в виде характерных деталей с повышенной спектральной плотностью (рис. 7). Их положение в спектре определяется лучевыми скоростями об-

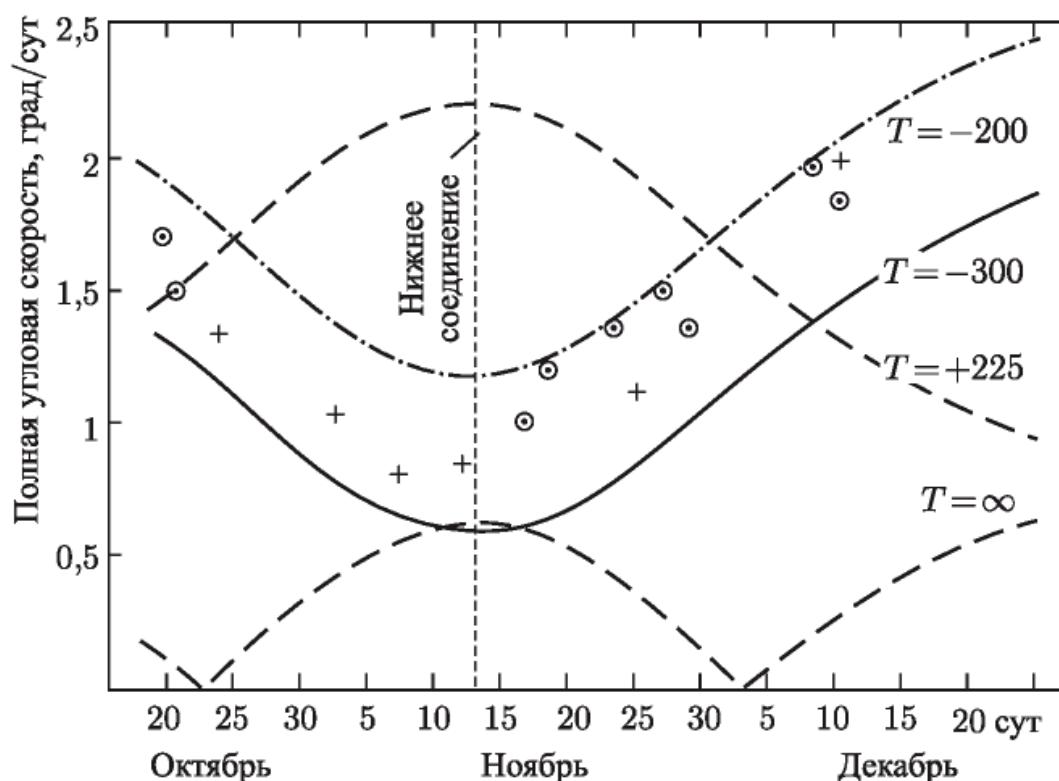


Рис. 6. Определение периода и направления вращения Венеры по наблюдениям в СССР (кружочки) и в США (крестики) в 1962 г. Кривые показывают, как должна была бы изменяться полная угловая скорость видимого вращения Венеры относительно радиолокатора при разных значениях периода T . Измерения указывают на обратное вращение с периодом 200–300 сут.

ластей в момент наблюдения. Следование за изменением положения деталей в спектре на протяжении длительного времени позволяет определить не только период, но и направление оси собственного вращения планеты и уточнить координаты областей. В совместных советско-английских наблюдениях Венеры в 1966 г. таким методом для периода было получено значение $243,9 \pm 0,4$ сут.

Более точные значения периода вращения Венеры удалось получить при отождествлении деталей спектра от аномально отражающих областей в нижних соединениях разных лет.

В 1972, 1975 и 1977 гг. в СССР измерялись моменты прохождения через центр видимого диска Венеры двух аномально отражающих областей, координаты которых на поверхности планеты были определены еще по наблюдениям 1964 г. Обработка этих измерений дала значение периода $243,04 \pm 0,03$ сут. Аналогичные результаты были получены в США (Аресибо, 1964, 1967 и 1969 гг. — $243,9 \pm 0,1$ сут.; Голдстоун, 1962, 1964, 1966, 1967 гг. — $242,98 \pm 0,04$ сут.).

Эти измерения показывают, что период вращения Венеры в обратном направлении очень близок к синхронному (243,16 сут.), при котором она в каждом нижнем соединении была бы обращена к Земле точно одной и той же стороной (рис. 8). Продолжительность солнечных суток на Венере равна 117 земным суткам. Как показал анализ

радиолокационных наблюдений, ось вращения Венеры почти перпендикулярна к плоскости ее орбиты: отклонение от перпендикуляра не превышает 2° .

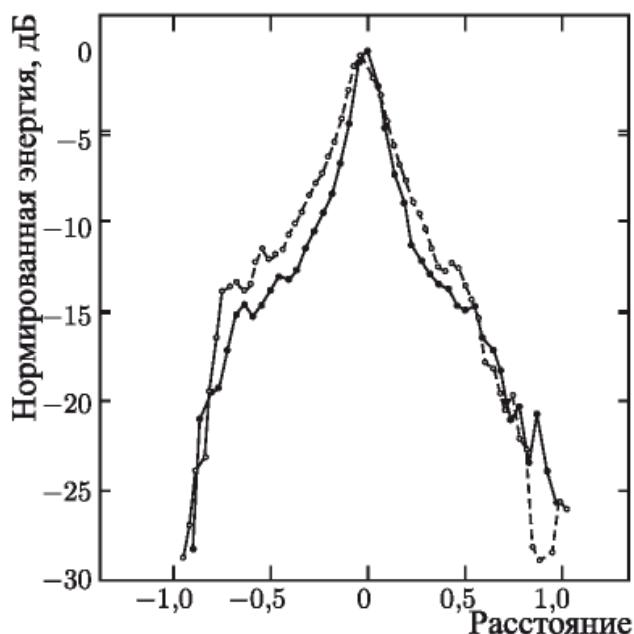


Рис. 7. Распределение энергии эхо-сигналов от Венеры вдоль экватора при монохроматическом облучении на волне 39 см (Крым — Джодрелл Бэнк, 28.01.1966, сплошная линия) и 3,8 см (Хайстек, 01.02.1966, штриховая линия). По горизонтали отложено расстояние от центра видимого диска планеты в долях ее радиуса

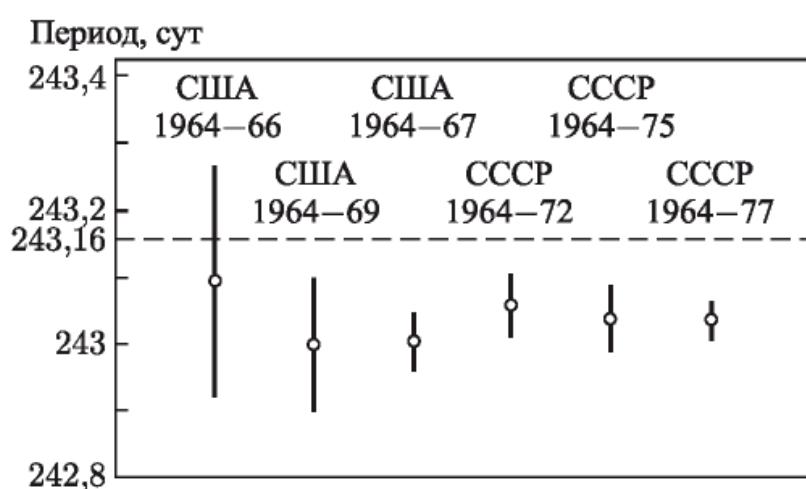


Рис. 8. Интервалы возможных значений периода вращения Венеры по радиолокационным наблюдениям в СССР и США в разные годы

До проведения радиолокационных исследований Меркурия, как уже сказано, астрономы считали, что период его вращения вокруг оси равен периоду обращения вокруг Солнца (88 суток) и что он всегда обращен к Солнцу одной и той же стороной, как Луна к Земле. Однако радиолокационные наблюдения Меркурия, выполненные в Аресибо в 1965 г.

при разных положениях его на орбите, показали ошибочность такого утверждения.

Было обнаружено, что период вращения Меркурия равен 59 ± 3 сут. Последующий детальный анализ старых зарисовок и фотографий поверхности Меркурия привел астрономов к более точному значению периода — $58,65 \pm 0,01$ сут., которое соответствует орбитально-вращательной синхронизации — за 2 обращения по орбите Меркурий делает 3 оборота вокруг оси.

Необходимо пояснить, что прежняя ошибка астрономов была вызвана объективными трудностями наблюдений Меркурия оптическими средствами, а именно близостью к Солнцу и малыми угловыми размерами. Из-за близости к Солнцу астрономы были вынуждены наблюдать Меркурий один раз в году, в период его наибольшего углового удаления от Солнца, когда условия для наблюдений наиболее благоприятны.

За год Меркурий совершает около четырех обращений по орбите и, как сейчас установлено, около шести оборотов вокруг оси, а не около четырех, как ошибочно принимали раньше астрономы. При этом прежние зарисовки и фотографии поверхности Меркурия в пределах их довольно грубого разрешения согласуются как с новым, так и со старым, ошибочным, значением периода.

Поверхность Венеры

Венера окружена плотным облачным покровом, непрозрачным в видимых, ультрафиолетовых и инфракрасных лучах, поэтому ее поверхность недоступна для наблюдений даже самыми совершенными телескопами. Радиоволны же всего дециметрового и примыкающей к нему части сантиметрового диапазона, используемые в радиолокации, свободно проходят через всю толщу атмосферы планеты. Благодаря этому ее поверхность оказалась доступной («видимой») для наблюдений радиолокационными средствами.

Два десятилетия назад о ней ничего не было известно. Довольно правдоподобной казалась гипотеза о сплошном океане воды, покрывающем всю планету. Не отвергались также гипотезы о сплошном океане нефти и сплошной песчаной пустыне.

Первые достоверные сведения о поверхности Венеры были получены только по результатам радиолокационных наблюдений 1961 и 1962 гг.

Тогда впервые было выяснено, что она сложена из твердых пород, диэлектрическая проницаемость и плотность которых примерно такие же, как у земных скальных пород на силикатной основе. Этот вывод следовал из измерений коэффициента обратного отражения радиоволн и зависимости диаграммы их рассеяния от угла падения на поверхность планеты (коэффициент обратного отражения определяется как отношение энергии принятого эхо-сигнала от планеты к той энергии, которая

принималась бы, если бы планета была гладким идеально проводящим шаром такого же размера).

Средние значения коэффициента отражения на длинах волн 12,5, 39 и 68 см лежали в пределах 11–16 %, причем его величина при усреднении на больших площадях очень мало менялась ото дня ко дню (например, на двухмесячном интервале наблюдений 1962 г. в СССР изменение не выходило за пределы 11–18 %), что свидетельствовало об изотропной структуре поверхности в глобальном масштабе. Измеренным значениям коэффициента отражения соответствовали значения диэлектрической проницаемости 4–6, которые характерны для плотности грунта 2–3 г/см³. Уместно отметить, что средние коэффициенты отражения поверхностей Марса, Меркурия и Луны примерно в 2 раза меньше, чем у Венеры.

Если первые наблюдения Венеры имели своей целью получение интегральных характеристик отражения и выяснение глобальных свойств поверхности, то позже основное внимание сосредоточилось уже на выявлении отличительных особенностей разных областей. Аномальные области повышенного отражения были обнаружены еще в 1962 г., а затем повторно исследовались в 1964 г. Тогда же была введена венероцентрическая система координат, нулевой меридиан которой проходит через самую яркую область, названную α -областью (широта α -области равна -30°). В этой системе удалось определить координаты и других обнаруженных аномальных областей — тем самым был создан каркас для построения радиолокационных карт.

Первая, еще довольно грубая карта отражательных свойств ограниченной области с разрешением в сотни километров была составлена по наблюдениям в Хайстеке (США) в 1969 г. Карта более обширной области с разрешением 50×50 км² получена по наблюдениям в Голдстоуне в 1969 и 1970 гг. На этих картах нанесены некоторые крупномасштабные материевые образования ограниченных областей. Исследования с разрешением 10×10 км² отдельных областей, имеющих размеры около 1500 км, в экваториальном поясе Венеры начались в Голдстоуне в 1972 г. В одной из таких областей обнаружены более 10 кольцевых кратеров диаметром от 35 до 150 км. Работы по картографированию отдельных участков Венеры с разрешением около 20 км были выполнены в 1976 г. также и в Аресибо.

Большое внимание при радиолокационных наблюдениях Венеры уделялось исследованиям ее рельефа. Для таких исследований доступен экваториальный пояс Венеры в интервале широт $\pm 10^\circ$. Измерения профилей высот поверхности в этом поясе, выполненные на станциях Хайстек и Аресибо в 1967–1970 гг., охватывали восемь полных оборотов Венеры относительно Земли.

Профиля высот были получены по измерениям времени запаздывания сигналов, отражавшихся по мере вращения планеты от ближайших к Земле участков ее поверхности. Разрешение вдоль трасс составляло 200–400 км, точность измерений вариаций высот была 0,2–1 км.

Обнаружены две горные местности протяженностью 4 и 2,5 тыс. км, перепады высот которых соответственно составляют около 4 и 3 км. На остальных долготах перепады высот не превышают 2 км.

В СССР измерения профилей высот проводились в 1972, 1975 и 1977 гг. Протяженности трасс составляли около 10 тыс. км, разрешение поверхности вдоль трасс было 40–200 км, точность измерений вариаций высот — 150–300 м (рис. 9, 10).

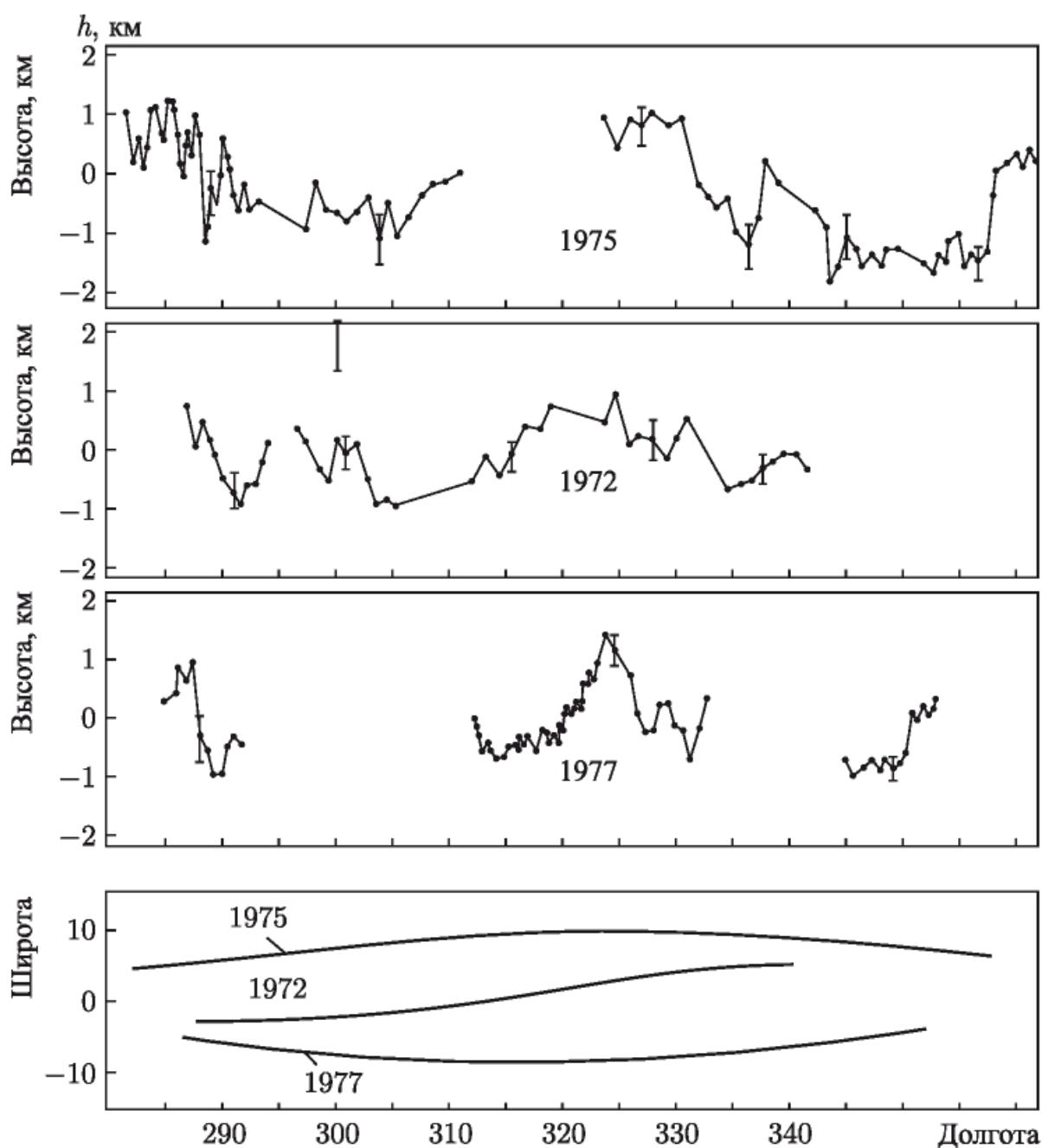


Рис. 9. Профили высот поверхности Венеры, полученные в СССР в 1972, 1975 и 1977 гг. Внизу: трассы, вдоль которых проводились измерения

Одновременно с профилями высот вдоль трасс определялись также наклоны поверхности (по характеру рассеяния радиоволн) и диэлектрическая проницаемость грунта (по измерениям коэффициента отра-

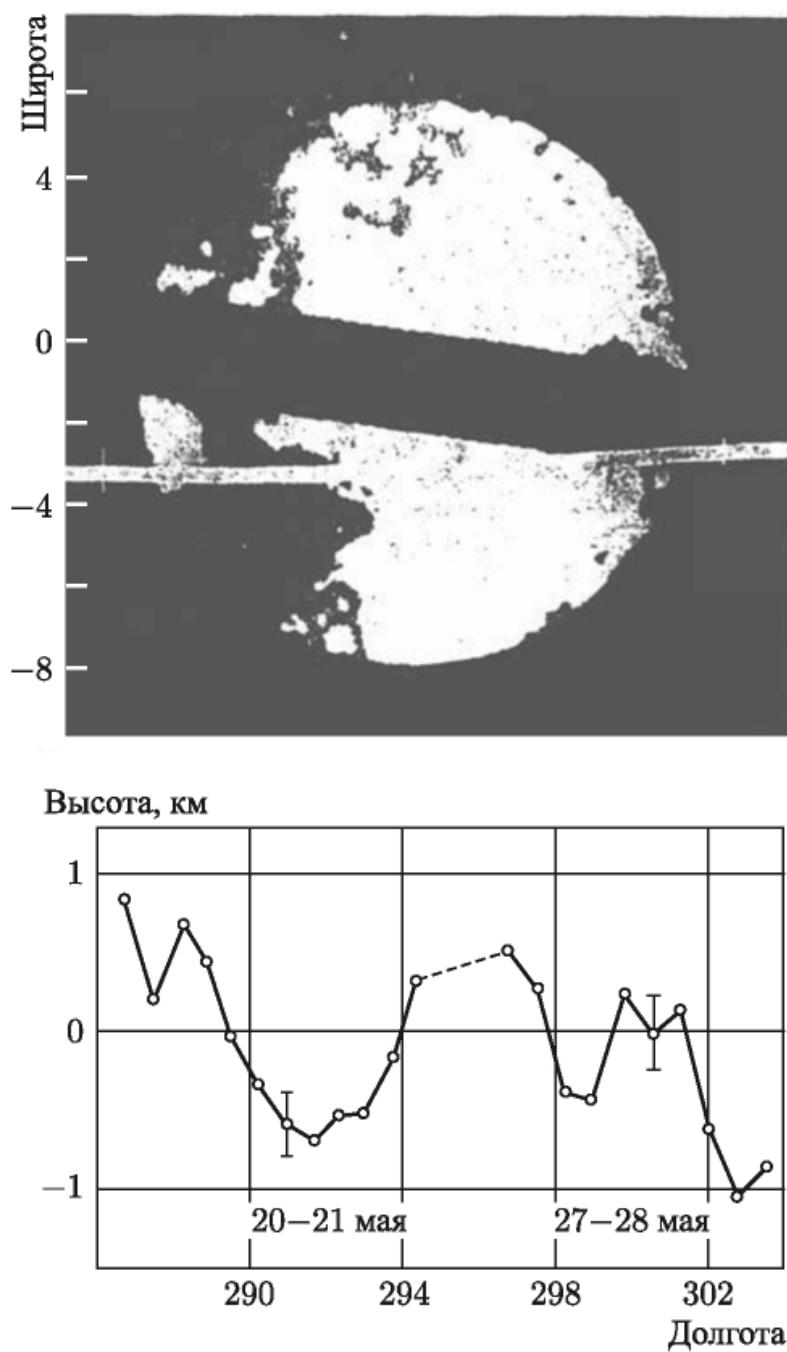


Рис. 10. Сравнение профиля высот поверхности Венеры (СССР, 1972 г.) (внизу) с результатами исследования рельефа кругового участка, по которому проходила трасса измерений профиля (Голдстоун, США, 1973 г.) (вверху). Трасса отмечена белой полосой. На верхнем рисунке большим высотам соответствует большая яркость; всего градаций яркости — четыре (через 500 м)

жения) отдельных областей — анализ этих параметров совместно с вариациями высот дает более полное представление об исследовавшихся районах.

Измеренные перепады высот на всех трассах не превышают 2 км. Обнаружены области с сильно изрезанным профилем (например, в интервале долгот 280° – 290°), где перепады высот 1–2 км наблюдаются на базе 100–200 км, и обширные равнинные области протяженностью

более 1000 км (например, в окрестностях долгот 305° и 350° на широте +10°). Горный хребет на долготе 325° так же имеет протяженность больше 1000 км и ширину несколько сотен километров. Равнина на долготе 350° напоминает гигантскую котловину, сложенную из менее плотного материала, чем ее склон на долготе 355°. Характеристики поверхности разных областей меняются в широких пределах: диэлектрическая проницаемость — от 2,7 (что на Земле соответствует сухим, песчаным пустыням) до 6,6 (твёрдые скальные породы), средние наклоны поверхности — от 2,5° до 5°.

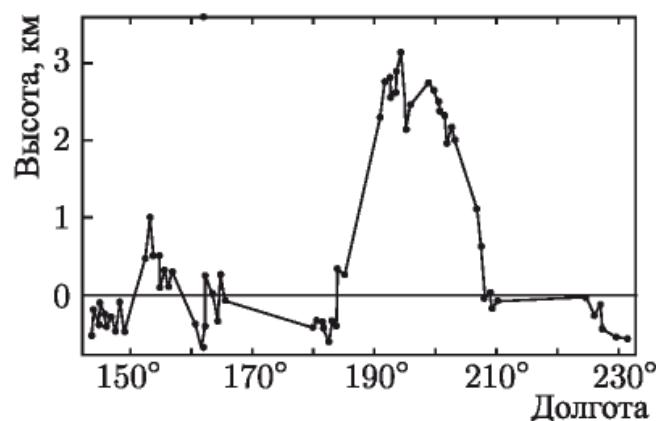


Рис. 11. Профиль высот участка поверхности Венеры (СССР, 1980 г.). Трасса измерений проходит от 2,4° ю.ш. (слева) до 3,7° ю.ш. (справа)

В наблюдениях Венеры в СССР, выполнявшихся в 1980 г. на расстоянии до 161 млн км, трасса исследований лежала в другом интервале долгот и имела протяженность около 14 тыс. км. Она проходила по упомянутым выше двум горным районам. Наибольшая высота первого из них на широте трассы оказалась около 4 км (на долготе 90°), высота второго — около 3 км (на долготе 193°). Для второго района получен подробный профиль высот с разрешением по долготе около 40 км (рис. 11).

Поверхность Марса

Осуществить радиолокацию Марса гораздо труднее, чем радиолокацию Венеры из-за большего его удаления от Земли, меньших размеров и сравнительно быстрого вращения. Скорость вращения Марса примерно в 400 раз больше скорости видимого вращения Венеры в нижнем соединении. В большинстве противостояний (за исключением великих, которые повторяются только через 17 лет) он приближается к Земле всего лишь на 80–100 млн км. Обнаружение эхо-сигнала от Марса на таких расстояниях требует примерно в 500–1000 раз более чувствительных радиолокаторов, чем от Венеры в нижних соединениях.

Вместе с тем если чувствительность радиолокатора уже повышена до требуемой величины, то благодаря быстрому вращению Марса и большему наклону его оси к плоскости эклиптики (около 25°) возмож-

ности для детального исследования его поверхности много лучше, чем для исследования медленно вращающейся Венеры.

Вследствие быстрого вращения за время одного ночного цикла наблюдений (при приближении к Земле Марс виден только в ночное время), скажем за 8 часов, ближайшие к Земле точки марсианской поверхности, проходящие через центр его видимого диска, прочерчивают на ней линию (трассу) протяженностью 120° по долготе.

Марс вращается несколько медленнее Земли, поэтому положения таких (однодневных) трасс на его поверхности смещаются ото дня ко дню примерно на 9° по долготе (полный цикл в 360° занимает около 40 сут.). Из-за наклона оси вращения, который вызывает непрерывное изменение ее ориентации относительно земного наблюдателя по мере движения Марса и Земли по орбитам, трассы медленно смещаются также и по широте.

Так как взаимное расположение планет на орbitах в противостояниях разных лет варьируется, то трассы наблюдений проходят по разным широтам, возможный интервал которых составляет $\pm 25^\circ$ от экватора.

Первая серия радиолокационных наблюдений Марса на разных длинах волн была выполнена в 60-х годах: в Крыму (1963 г., 39 см), Голдстоуне (1963, 1965, 1969 гг., 12,5 см), Милстоуне (1965 г., 23 см), Аресибо (1965 г., 70 см), Хайстеке (1967, 1969 гг., 3,8 см). Трассы ближайших к Земле точек в этих наблюдениях проходили в северном полушарии Марса.

Исследования показали, что коэффициент обратного отражения радиоволн не зависит от длины волны. Его среднее значение равно 0,07. Оно примерно такое же, как у Луны, но несколько больше, чем у Меркурия, и в два раза меньше, чем у Венеры. В то же время локальные участки поверхности Марса дифференцированы по своим свойствам значительно больше, чем у Венеры и Меркурия. Например, коэффициент отражения меняется в зависимости от координат на поверхности в широких пределах — от 0,03 до 0,14.

Наиболее интенсивные эхо-сигналы обусловлены зеркальным отражением от гладких участков поверхности в небольших окрестностях ближайшей точки. Для этих участков значения коэффициента отражения (12–14 %) примерно такие же, как и у земных скальных пород, имеющих диэлектрическую постоянную около 4,5, что соответствует плотности около $2,5 \text{ г}/\text{см}^3$.

Низкая отражательная способность некоторых областей Марса может быть обусловлена либо большой их шероховатостью (неровности в масштабе длины волны приводят к уменьшению зеркального отражения), либо малой плотностью вещества поверхности (большее поглощение радиоволн и меньший коэффициент отражения), либо совместным действием этих причин — слабый уровень эхо-сигналов не позволил выяснить истинную причину.

Необходимо отметить, что малому коэффициенту отражения (3–4 %) соответствуют плотности вещества всего $0,8\text{--}1,0 \text{ г}/\text{см}^3$. Такую плотность может, например, иметь мелкая пыль, покрывающая эти участки поверхности. Эта пыль даже в условиях разреженной марсианской атмосферы может долгое время находиться во взвешенном состоянии и быть источником марсианских пылевых бурь.

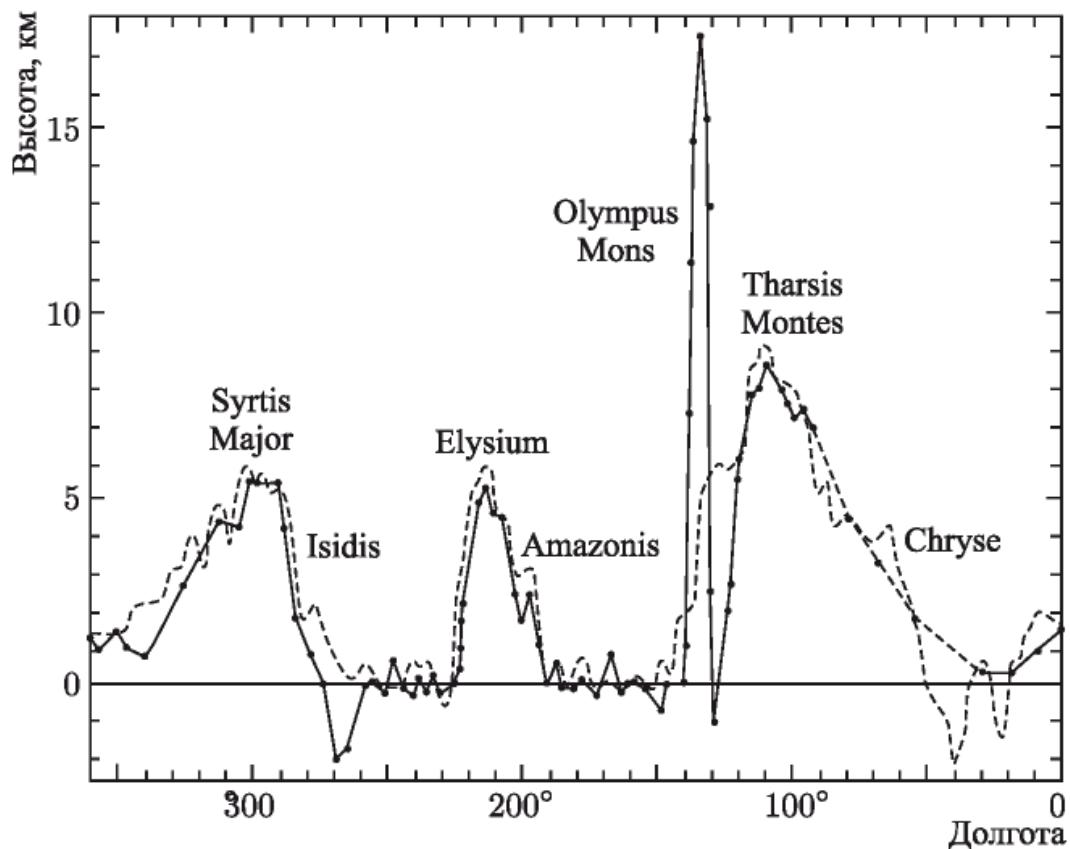


Рис. 12. Профиль высот поверхности Марса вдоль 21-й параллели с.ш. (Крым, 1980 г. — сплошная линия; Хайстек, 1967 г. — штриховая). Разрешение по долготе в основном составляло 4° (240 км); область в интервале долгот 120° – 150° анализировалась в Крыму с разрешением около $1,5^\circ$ (90 км)

Марс по сравнению с другими внутренними планетами и Луной имеет наиболее гладкую поверхность.

Среднеквадратичное значение наклонов неровностей в масштабе нескольких десятков длин радиоволн меняется для разных областей в широких пределах — от $0,5^\circ$ до 6° , но средняя его величина примерно в 2 раза меньше, чем у Венеры, и в 3 раза меньше, чем у Меркурия и Луны.

Первые радиолокационные измерения профиля высот поверхности Марса вдоль 21-й параллели с.ш. были выполнены в Хайстеке в 1967 г. Аппаратурная разрешающая способность по расстоянию была равна 9 км, однако относительные изменения высот измерялись с точностью до 1 км.

Благоприятные условия для радиолокационных наблюдений Марса имелись во время великого противостояния 1971 г. Радиолокация

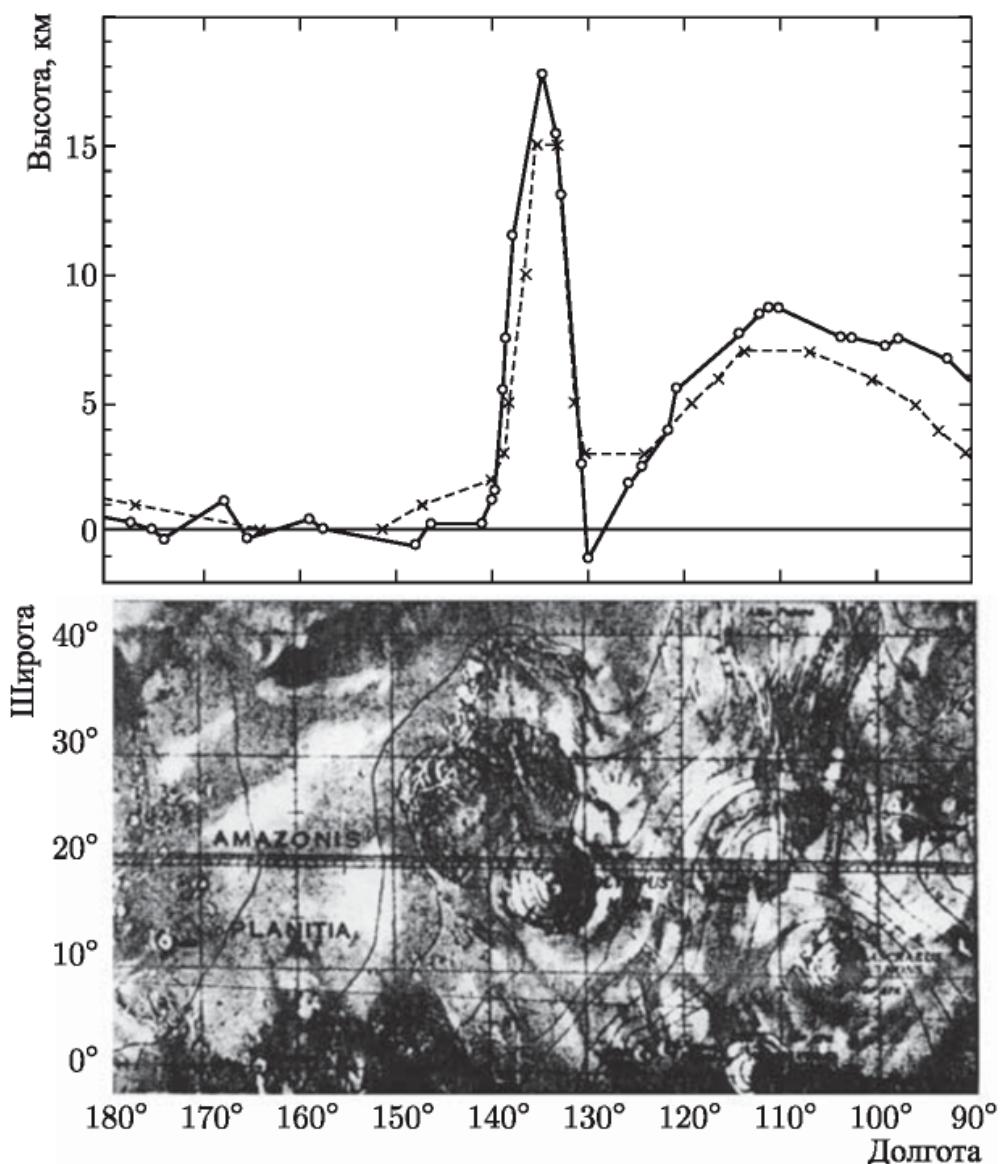


Рис. 13. Вверху: профили высот участка поверхности Марса в интервале долгот 90° – 180° вдоль 21-й параллели с.ш. по измерениям в СССР в 1980 г. (сплошная линия) и по карте, помещенной внизу (штриховая линия). Для совмещения с картой полученный в СССР профиль сдвинут по долготе на $-1,8^{\circ}$. Внизу: топографическая карта участка поверхности Марса, составленная по фотоснимкам космического аппарата «Маринер-9» (США). Прямая линия — трасса, вдоль которой измерялся профиль высот (вверху) при радиолокации Марса в СССР

в этот период проводилась в Крыму, Хайстеке и Голдстоуне. Трассы исследований проходили в южном полушарии планеты и охватывали по широте пояс от -14° до -23° . Вдоль трасс были получены профили высот и характеристики отражения радиоволн локальными участками поверхности. Общий перепад высот от самых высоких гор (около 8 км) до самых низких впадин (около 8 км) в исследовавшемся поясе широт составил около 16 км.

Радиолокационные исследования отражательных и физических характеристик в южном полушарии экваториального пояса Марса, вы-

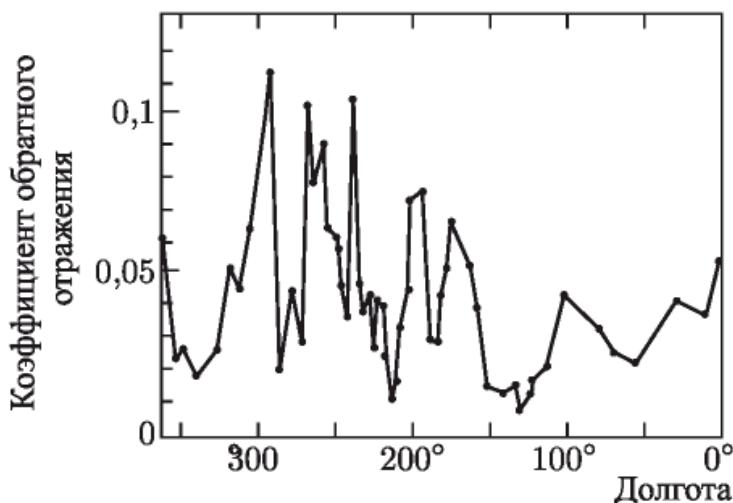


Рис. 14. Вариации коэффициента обратного отражения Марса вдоль 21-й параллели с.ш. (СССР, 1980 г.)

полненные в 70-х годах, показали, что параметры локальных участков поверхности меняются в таких же широких пределах, как и в северном полушарии.

Интересные новые сведения о поверхности Марса удалось получить при его радиолокации в СССР в 1980 г. Вдоль 21-й параллели северной широты, проходящей через горные массивы Tharsis, Olympus Mons, Elysium, Syrtis Major, проведены измерения профиля высот поверхности (рис. 12, 13) и коэффициента обратного отражения радиоволн (рис. 14). Расстояние до Марса (100–135 млн км) измерялось с точностью до 0,6 км.

Трасса измерений проходила по северному склону горы Olympus Mons, где была измерена максимальная на этой широте высота — $17,5 \pm 1,5$ км. Средняя крутизна склонов горы, оцененная из отношения высоты к полуширине подножия на нулевом уровне, составляет $3,6^\circ$. Обнаружено, что западный склон горы отделен от горного массива Tharsis впадиной, глубина которой на 1 км меньше среднего уровня поверхности. Другая впадина глубиной до 2 км находится на долготе 270° в области Isidis. Гора Olympus Mons и эти впадины не были ранее зафиксированы на профиле высот, полученном в Хайстеке на этой же широте (см. рис. 12).

Коэффициент отражения Марса вдоль трассы меняется более чем на порядок — от 0,01 до 0,12 (см. рис. 14). Аномально низкое его значение в горных районах Olympus Mons и Elysium может быть связано с особой структурой их поверхности: в них мала доля участков, ориентированных перпендикулярно падающему лучу радиоволн. Наибольшее его значение приходится на плоскогорье Syrtis Major; там наблюдается сильное зеркальное отражение от крупномасштабных гладких областей.

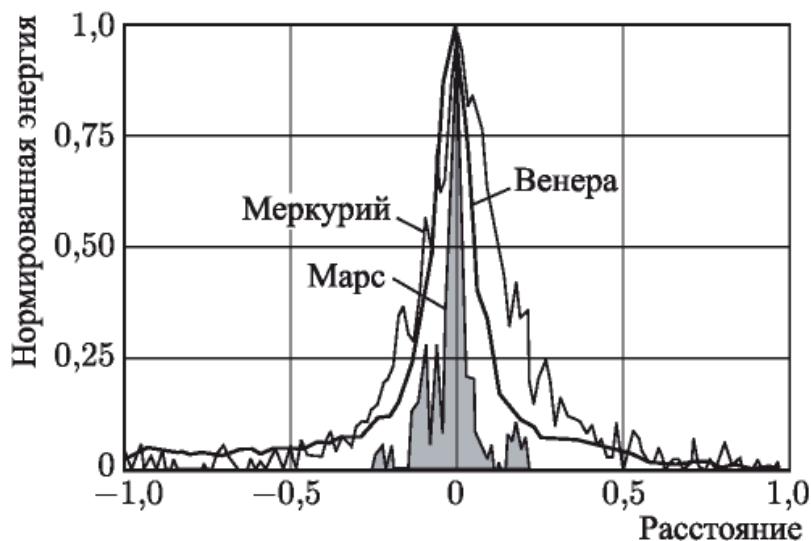


Рис. 15. Распределение энергии эхо-сигналов от Меркурия, Венеры и Марса вдоль экватора на волне 39 см (СССР, 1980 г.). По горизонтали отложено нормированное расстояние от центра видимого диска соответствующей планеты в долях ее радиуса. Время усреднения энергии эхо-сигналов — около 12 мин. Для Венеры и Марса распределения имеют меньшую ширину, чем для Меркурия, что говорит о большей гладкости поверхности этих двух планет

Поверхность Меркурия

Осуществить радиолокацию Меркурия почти так же трудно, как и радиолокацию Марса. Минимальные расстояния до Меркурия в разных нижних соединениях меняются в пределах 80–100 млн км, как и в большинстве противостояний Марса. Геометрическая площадь его поперечного сечения в 2 раза меньше, чем у Марса, поверхность же в несколько раз более шероховата, вследствие чего уменьшается доля зеркального отражения радиоволн от его поверхности. Правда, по сравнению с Марсом он вращается в 60 раз медленнее, благодаря чему выделение его эхо-сигналов из шумов приемника упрощается.

Первые радиолокационные наблюдения Меркурия на разных длинах волн были выполнены в Крыму (1962 г., 39 см), Голдстоуне (1963 г., 12,5 см), Аресибо (1964 г., 70 см), Хайстеке (1966 г., 3,8 см). Основная задача этих и последующих наблюдений в 60-х годах заключалась в получении астрометрической информации о скорости планеты и о расстоянии до нее. Эта информация была необходима для независимого определения астрономической единицы и уточнения орбит не только Меркурия, но и Венеры и Земли, поскольку на их движение Меркурий оказывает заметное гравитационное влияние, зависящее от его положения на орбите.

Одновременно с астрометрическими данными были получены средние (глобальные) характеристики отражения радиоволн поверхностью Меркурия: коэффициент отражения и распределение энергии эхо-сигналов по запаздыванию и частоте.

Аппаратурная разрешающая способность в наблюдениях 60-х годов была недостаточна для измерения профиля высот и детального изучения характеристик локальных участков поверхности Меркурия. Такие исследования с разрешением поверхности по экватору около 40 км и высоты около 1 км удалось выполнить только в начале 70-х годов после повышения чувствительности радиолокаторов. Обнаруженные перепады высот достигают 3 км с точностью измерений ± 500 м.

Основная задача радиолокационных наблюдений Меркурия, выполнявшихся в СССР в 1980 г., состояла в получении высокоточной астрометрической информации о его расстоянии и скорости. Аппаратурная разрешающая способность при измерениях расстояния составляла 1,2 км, при измерениях скорости — 5 см/с.

Среднестатистические характеристики отражения радиоволн поверхностью Меркурия очень близки к значениям, полученным при исследованиях Луны. При этом в отличие от того, что наблюдается на Марсе и Венере, характеристики мало зависят от долготы, хотя изменения коэффициента отражения в 2 раза в зависимости от долготы также наблюдаются. Средние его величины на разных длинах волн хорошо согласуются между собой и лежат в пределах 0,055–0,065 (для Луны в этом же диапазоне радиоволн они меняются в пределах 0,065–0,075).

Поверхности Меркурия и Луны похожи между собой по степени их неровности (шероховатости): как и у Луны, средние наклоны поверхности Меркурия монотонно возрастают с уменьшением длины волны от 6° на волне 70 см до $9,7^\circ$ на волне 3,8 см. Величина наклонов примерно в 1,5 раза больше, чем у Венеры, и в 3 раза больше, чем у Марса. Относительную степень шероховатости этих планет наглядно показывает рис. 15.

Кольца Сатурна

Еще в прошлом веке теоретически и экспериментально было доказано, что кольца Сатурна состоят из огромного количества частиц, независимо обращающихся вокруг планеты по кеплеровским орбитам с разными скоростями. Что же касается размеров и состава частиц, то однозначного ответа на этот вопрос не было. На основе многочисленных наблюдений вблизи инфракрасного диапазона частот в последнее время было сделано заключение, что кольца Сатурна состоят из мельчайших частичек льда диаметром около 70 мкм. Однако имелись доводы и в пользу того, что кольца — это конгломерат обломков льда (либо другого вещества, покрытого льдом) разных размеров (от нескольких метров до сантиметра и менее).

Более определенные выводы о размерах и составе частиц удалось сделать только по результатам радиолокации колец Сатурна.

Первые эхо-сигналы от колец Сатурна удалось получить с помощью радиолокатора в Голдстоуне на волне 12,6 см в 1972–1973 гг. Большим

сюрпризом для исследователей этой планеты явилась непредвиденно большая величина суммарной площади частиц, участвующих в переотражении радиоволн обратно к локатору: она оказалась равной 68 % от видимой с Земли геометрической площади колец. Такая величина могла получиться только в том случае, если размеры частиц в кольцах больше 1 см, что находилось в противоречии с прежними выводами.

В конце 1974 – начале 1975 г. радиолокация колец Сатурна в Голдстоуне была выполнена на волнах 3,5 и 12,5 см. В последнем случае зондирующий сигнал излучался из Аресибо, а прием эхо-сигналов осуществлялся в Голдстоуне.

Из анализа всех наблюдений вытекало, что отражение от колец Сатурна полностью деполяризовано и не зависит от длины волны. Совместная обработка этих результатов с данными радиоастрономических и оптических наблюдений показала, что частицы в кольцах Сатурна представляют собой очень шероховатые, многогранные кусочки водяного льда со средним поперечным размером около 4 см. Суммарный эхо-сигнал от колец Сатурна формируется путем многократного переотражения радиоволн (почти без потерь) от поверхностей частиц.

Новые сведения дала радиолокация колец Сатурна в январе 1976 г., проводившаяся в Аресибо на волне 12,5 см. Применение модулированного сигнала дало возможность разделять эхо-сигналы одновременно по запаздыванию и частоте и получить радиальное распределение частиц по кольцевым зонам. Обнаружено заметное количество частиц и в ближнем к планете, оптически темном кольце.

Локализация эхо-сигналов по запаздыванию и частоте показала отсутствие эхо-сигнала от пространства, занимаемого самой планетой (радиоволны поглощаются обширной атмосферой Сатурна).

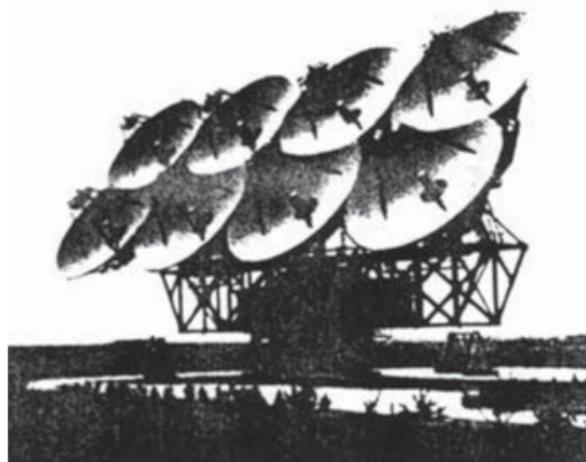


Рис. 16. Антенна Центра дальней космической связи, использовавшаяся в планетном радиолокаторе СССР до 1980 г.

Планетный радиолокатор

В Советском Союзе радиолокационные исследования планет проводятся Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом организаций. Планетный радиолокатор на длине волны 39 см был создан в 1961 г. на базе антенны (рис. 16) и передатчика Центра дальней космической связи в Крыму. Впоследствии, как уже отмечалось, радиолокатор непрерывно совершенствовался с целью повышения его чувствительности и точности измерений.

В 1962 г. чувствительность радиолокатора была повышена главным образом благодаря применению на входе приемного устройства малошумящего парамагнитного усилителя (мазера) на кристалле рубина, охлаждаемом жидким гелием до 4 К (-269° С). В дальнейшем ее повышение достигалось путем увеличения мощности передатчика, модернизации антенны, применения более совершенных методов обработки эхо-сигналов с помощью вычислительных машин и усовершенствования измерительного комплекса аппаратуры. Кардинально чувствительность радиолокатора была увеличена в 1980 г. благодаря применению новой антенны с диаметром зеркала 70 м (см. рис. 2) и более мощных передатчиков.

По сравнению с обычной планетной радиолокацией имеет ряд отличительных особенностей.

Принимаемые эхо-сигналы от планеты очень слабы, для выделения их из флюктуационных шумовых помех приемной аппаратуры требуется длительное накопление и усреднение, которое при очень слабом сигнале может доходить до десятков часов (отношение энергии эхо-сигнала к интенсивности флюктуационных помех на выходе накопителя растет пропорционально квадратному корню из времени накопления).

Прием сигнала, отраженного от планеты, происходит после его излучения через значительный, непривычный для обычной радиолокации промежуток времени, в течение которого радиоволны распространяются до планеты и обратно (так, для Венеры он колеблется в пределах от 4,5 до 29 мин, а для Марса доходит до 45 мин). В связи с этим сеанс радиолокационного наблюдения планеты включает два интервала времени: в первом из них зондирующий сигнал непрерывно излучается к планете, во втором производится прием возвращающегося отраженного от нее сигнала.

Положение и движение планеты относительно радиолокатора может быть рассчитано с большой точностью заранее, еще до начала сеанса наблюдения. Когда проводилась первая радиолокация Венеры, расстояние до нее можно было прогнозировать с точностью ± 20 тыс. км; сейчас же после уточнения астрономической единицы и построения более точной теории движения внутренних планет расстояние до них прогнозируется с точностью до 10–15 км.

Высокая точность предварительного расчета позволяет измерить запаздывание и доплеровское смещение частоты эхо-сигналов на основе аппаратурного отсчета (воспроизведения) их прогнозируемых значений и определения отклонений от прогноза, что резко сокращает интервал измерений при обработке эхо-сигналов.

Наконец, необходимо особо отметить, что требуемые и уже достигнутые относительные точности измерений в планетной радиолокации на несколько порядков выше, чем в обычной радиолокации; например, расстояние до планет сейчас измеряется с относительной точностью до $2 \cdot 10^{-9}$, тогда как необходимые для обычной радиолокации точности не превышают 10^{-6} .

Далее для тех, кого это интересует, мы поясним подробнее принцип построения и работы радиолокатора.

Радиолокатор построен по принципу когерентно-синхронной системы: в нем все колебания, необходимые для формирования излучаемого сигнала, гетеродинных сигналов приемника, опорных сигналов в системе обработки принятых эхо-сигналов, а также сигналы для отсчета интервалов времени в программно-временном устройстве синтезируются из одного высокостабильного эталонного сигнала задающего генератора путем умножения, деления и преобразования частот.

Частоты и фазы всех колебаний при такой структуре локатора связаны между собой точно известными соотношениями и имеют высокую стабильность, определяемую стабильностью эталонного сигнала, что позволяет получить высокую точность частотно-временных измерений. В качестве задающего генератора в 60-х годах использовался прецизионный кварцевый генератор со стабильностью частоты около 10^{-9} , а в 70-х — водородный эталон частоты со стабильностью лучше чем 10^{-12} . С такой же точностью известно и истинное значение его частоты, что особенно важно для определения точных промежутков времени при измерениях запаздывания эхо-сигналов.

Программно-временное устройство (хронизатор) позволяет отсчитывать прогнозируемую задержку на запаздывание эхо-сигналов длительностью до 10 000 с с дискретностью 0,1 мкс путем счета числа периодов эталонного сигнала с частотой колебаний 10 МГц.

Цифровой синтезатор с программным изменением частоты дает расчетный ход доплеровского смещения с точностью до 0,01 Гц в диапазоне ± 300 кГц.

Для одновременного измерения запаздывания и частоты эхо-сигналов в радиолокаторе СССР с 1962 г. применяются линейно-частотно-модулированные радиосигналы (ЛЧМ-сигналы), частота колебаний которых периодически изменяется по пилообразному линейному закону (рис. 17). В США для этих целей используются сигналы с фазо-импульсной кодовой модуляцией. Применение линейной частотной модуляции оказалось очень эффективным после того, как в 1962 г. был разработан специальный генератор, обеспечивающий строгую линейность изменения частоты.



Рис. 17. Изменение частоты при линейной частотной модуляции (ЛЧМ) отраженного сигнала на входе приемника (вверху) и гетеродинного сигнала (внизу). t_0 — расчетное время запаздывания эхо-сигнала; f_0 — номинальная частота; f_1 — частота ниже номинальной, а f_2 — выше номинальной; T — период модуляции; F — девиация частоты

Было предложено синтезировать модулированное колебание из достаточно коротких отрезков синусоид возрастающей или убывающей частоты, сращиваемых в моменты одновременного перехода через нуль. Набор сращиваемых синусоидальных колебаний формируется из эталонного сигнала, благодаря чему достигается высокая стабильность и повторяемость формы синтезированного сигнала. В новом комплексе аппаратуры радиолокатора формирование ЛЧМ-сигнала осуществляется на принципе прямого цифрового синтеза с применением интегральных микросхем.

Движение планеты относительно локатора приводит к изменению запаздывания эхо-сигнала. Был предложен оригинальный способ учета движения планеты, состоящий в том, что в частоту эталонных колебаний, из которых формируется модулированный сигнал, вводится поправка на прогнозируемое значение доплеровского смещения, приведенного к этой частоте. В этом случае каждый период излучаемого сигнала изменяется в соответствии с ожидаемым текущим значением скорости планеты, а период принимаемого отраженного сигнала остается постоянным как от неподвижной цели, что позволяет производить его накопление и усреднение без ухудшения точности измерения запаздывания.

Начало модуляции зондирующего ЛЧМ-сигнала, излучаемого в направлении планеты, «привязывается» к сигналам единого всемирного времени. Во время приема эхо-сигнала ЛЧМ-сигнал формируется повторно и подается в гетеродин приемника, где используется в качестве опорного гетеродинного колебания для демодуляции принимаемых сигналов; при этом начало его модуляции задерживается на прогнозируемое время распространения радиоволн до планеты и обратно.

Поверхность планеты можно рассматривать как совокупность независимых точечных отражателей, которые расположены на разном расстоянии от локатора и имеют относительно него разную скорость движения, обусловленную вращением планеты. Поэтому эхо-сигнал от планеты представляет собой сумму парциальных эхо-сигналов с разными запаздываниями и доплеровскими смещениями частоты.

Изменение частоты каждого из парциальных эхо-сигналов на входе приемника (см. рис. 17) повторяет изменение частоты излучаемого ЛЧМ-сигнала с запаздыванием, определяемым его временем распространения. Частота гетеродинного сигнала изменяется по такому же закону — начало его модуляции соответствует расчетному моменту t_0 прихода эхо-сигнала от ближайших к Земле участков поверхности планеты. Частота сигнала на выходе приемника равна разности частот эхо-сигнала и гетеродина; она зависит как от фактического запаздывания парциального эхо-сигнала, так и от его доплеровского смещения. Если фактические значения запаздывания и доплеровского смещения равны прогнозируемым значениям, то частота на выходе приемника равна номинальному значению f_0 .

Если эхо-сигнал приходит несколько раньше, то выходная частота большую часть времени будет ниже номинальной (f_1); если же позже, то выше номинальной (f_2). В общем случае отклонение частоты на выходе приемника от номинального значения будет пропорционально разности между фактическим запаздыванием парциального эхо-сигнала и прогнозируемой задержкой гетеродинного ЛЧМ-сигнала.

От каждого входного парциального эхо-сигнала на выходе приемника образуется периодический выходной парциальный сигнал. Суммарный выходной сигнал, образующийся в результате преобразования всех парциальных эхо-сигналов от разноудаленных точек поверхности, также периодический (с тем же периодом). Спектр частот суммарного выходного сигнала, образующийся в результате интерференции спектров отдельных парциальных сигналов (рис. 18, *a*), имеет линейчатую структуру (как и у любого периодического сигнала). Линии спектра располагаются на частотах, отстоящих от номинальной частоты через промежутки, кратные частоте повторения пилообразной модуляции.

Может показаться, что спектр (поскольку запаздывание отдельных парциальных эхо-сигналов меняется непрерывно) тоже должен быть непрерывным. Однако, как показывает детальное рассмотрение, это не так. Оказывается, что при разложении в спектр энергия парциальных эхо-сигналов, частота которых должна была бы попасть в промежуток между спектральными линиями, распределяется на ближайшие дискретные спектральные линии.

На рис. 18, *a* приведен в качестве примера спектр отраженных от Венеры сигналов после гетеродинирования. Если бы Венера не вращалась, то этот спектр, как от периодического сигнала, был бы линейчатым (вертикальные линии на рис. 18, *a*).

В случае «невращающейся» Венеры левая спектральная линия обусловливается эхо-сигналами, отраженными от ближайшей к нам зоны Венеры (зона I на рис. 18, б). Следующая, спектральная линия — от кольцевой зоны II, расположенной несколько дальше, и т. д. Строго говоря, зоны, обусловливающие отдельные спектральные линии, не разделяются резкой границей: они отчасти перекрывают друг друга.

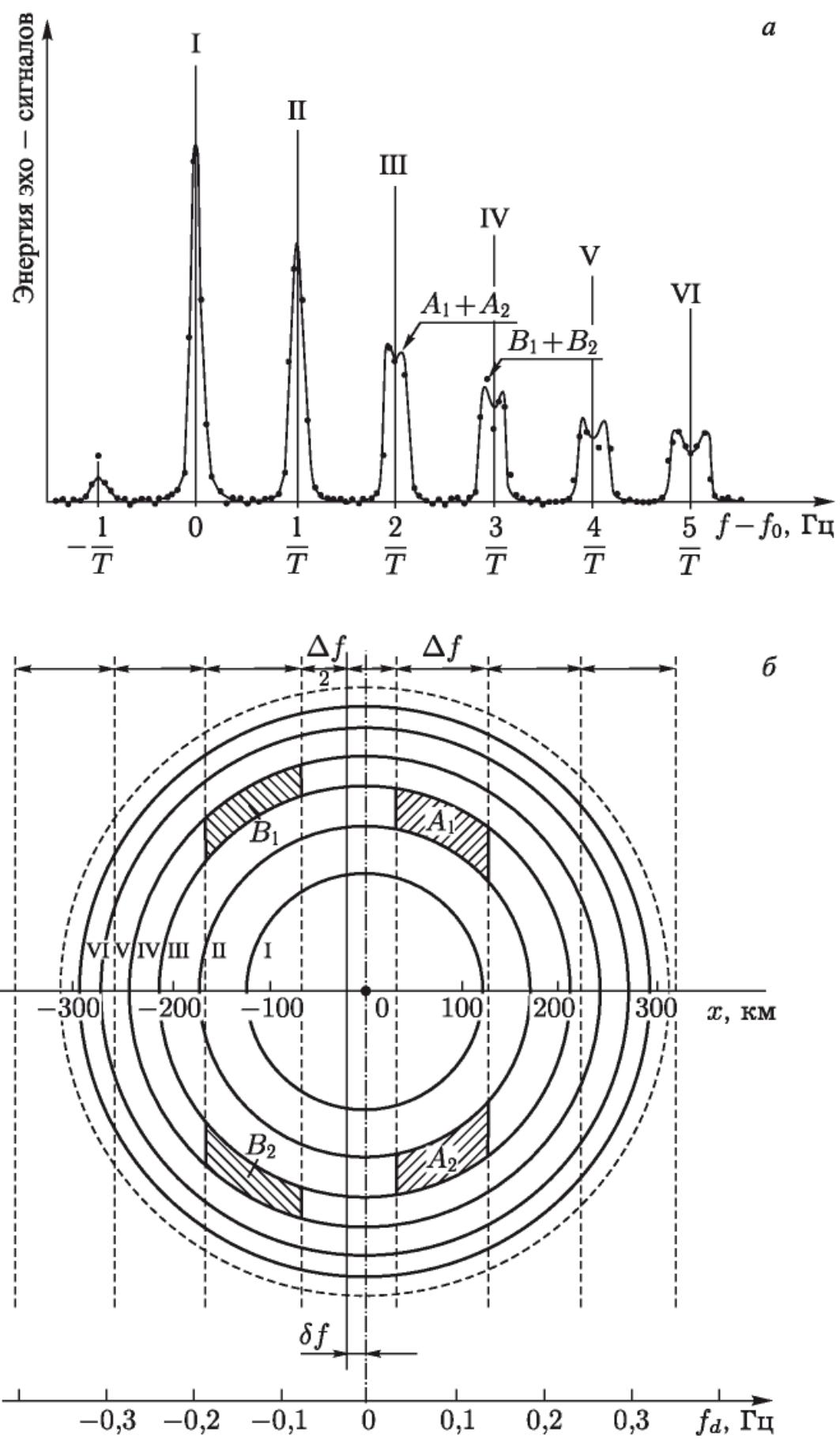
В случае вращения Венеры спектральные линии размываются вследствие того, что частоты парциальных эхо-сигналов от элементов зоны, приближающихся к локатору, будут из-за доплеровского смещения несколько увеличиваться, а удаляющихся — уменьшаться. На рис. 18, б показаны величины этих смещений для случая спектра на рис. 18, а. Ясно, что чем больше номер зоны, тем больше получается расширение линии.

Изучая спектр, можно разделить отражения от разных частей планеты. Так, отражение от заштрихованных элементов на рис. 18, б обусловливает спектральные составляющие, отмеченные на рис. 18, а стрелками.

В случае когда ось вращения планеты точно перпендикулярна направлению на локатор, разделить сигнал от элементов поверхности, симметрично лежащих относительно экватора, описанным методом не удается. Когда же (как это имеет место у Венеры) ось неперпендикулярна, разделение произвести возможно путем локаций планеты на разных участках орбиты.

Средние частоты всех подспектров соответствуют отражениям от точек поверхности, для которых доплеровское смещение, вызываемое

Рис. 18. а — спектrogramма отраженного Венерой ЛЧМ-сигнала после демодуляции (Крым, 1978 г.). Период модуляции $T = 0,512$ с. Девиация частоты $F = 128$ кГц (соответствует разрешению по дальности 1,2 км). Время усреднения — 4,5 мин. $(f - f_0)$ — отклонение частоты f демодулированного сигнала от номинального значения f_0 . Точки — значения энергии эхо-сигналов в полосах Δf (см. рис. б); $(A_1 + A_2)$ и $(B_1 + B_2)$ — энергия парциальных эхо-сигналов от заштрихованных на рис. б участков поверхности. Сплошная линия — теоретическая спектrogramма для изотропно-отражающей поверхности. Римские цифры — номера подспектров эхо-сигнала от отдельных кольцевых зон дальности (см. рис. б). Вертикальные линии — половина суммарной энергии эхо-сигнала в каждом из подспектров. б — центральная часть видимого диска Венеры, ответственная за отражение эхо-сигналов, спектrogramма которых показана на рис. а. Окружности — границы разрешаемых кольцевых зон (римские цифры), отстоящих друг от друга на 1,2 км (по дальности). Вертикальные штриховые линии — границы полос, разделяемых по частоте с разрешением $\Delta f = 0,122$ Гц. x — расстояние в экваториальном направлении; f_d — доплеровское смещение, вызываемое вращением планеты; δf — групповое смещение подспектров по частоте из-за неточной компенсации доплеровского смещения, вызываемого движением планеты по орбите. A_1 и A_2 (B_1 и B_2) — участки поверхности, разрешаемые по запаздыванию и частоте эхо-сигнала совместно (см. рис. а)



вращением планеты, равно нулю. Поэтому по групповому смещению средних частот подспектров от их номинальных положений, известных с высокой точностью (лучше чем 0,01 Гц), можно определить некомпенсированную часть (отклонение от прогноза) доплеровского смещения, вызываемого движением планеты по орбите. При этом однозначное определение можно получить только в том случае, если отклонение от прогноза не превышает половины частоты повторения модуляции.

При радиолокации планет использовались в основном два значения девиации (полного отклонения частоты): 128 кГц, при которой обеспечивается разрешение по запаздыванию 8 мкс (1,2 км по дальности), и 32 кГц, при которой оно составляет 32 мкс (4,7 км по дальности).

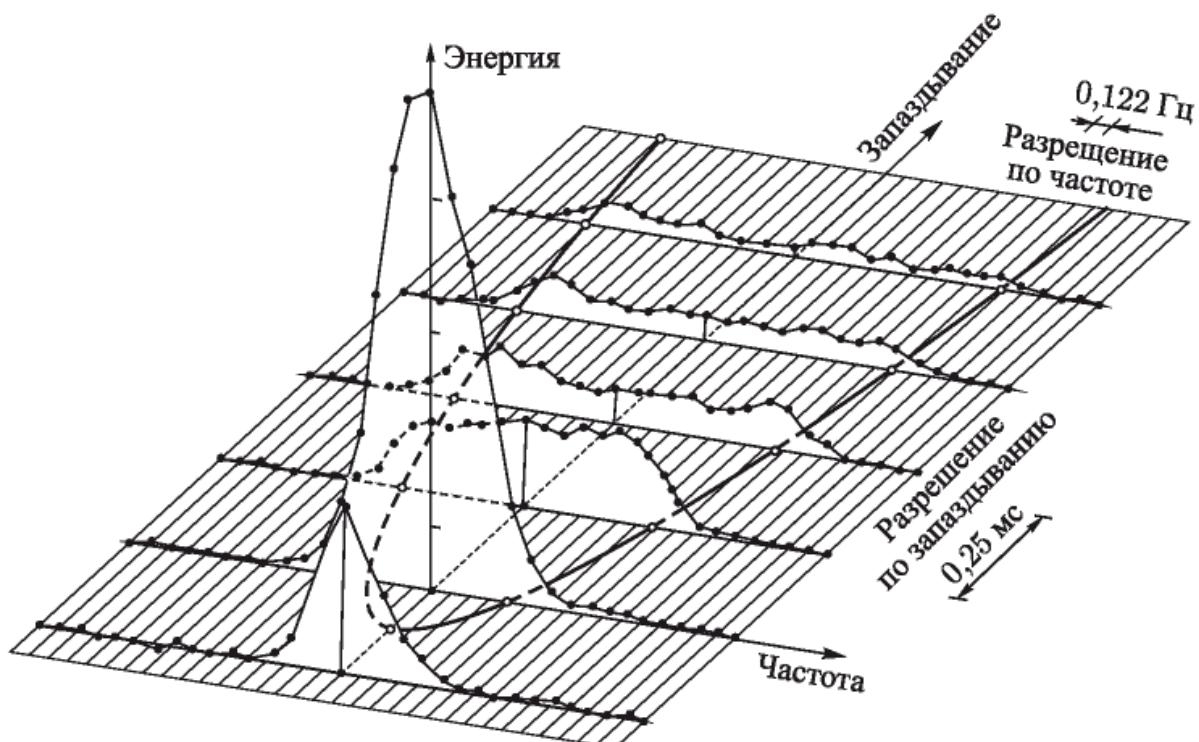


Рис. 19. Двухмерное распределение энергии отраженных Венерой радиоволн по запаздыванию (дальности) и доплеровскому смещению частоты (вдоль экватора) (СССР, 1970 г.)

Период модуляции выбирается таким образом, чтобы обеспечить разделение спектров отдельных зон. При радиолокации Венеры и Меркурия использовались периоды модуляции от 0,06 до 4 с, при радиолокации Марса — от 0,008 до 0,064 с.

Система обработки эхо-сигналов при использовании зондирующих ЛЧМ-сигналов получается проще, чем при применении других видов модуляции (импульсной, фазо-импульсной и др.), так как она сводится к одноканальной системе спектрального анализа. При других видах модуляции требуются многоканальные системы обработки.

Оперативная обработка отраженных от планеты сигналов во время их приема с целью контроля работы радиолокатора и коррекции прогнозируемого запаздывания производится специализированным

цифровым устройством, позволяющим анализировать текущий спектр принимаемого сигнала во всей полосе частот с разрешением от 0,25 до 16 Гц.

Полная обработка принимаемых сигналов осуществляется с помощью универсальной ЭВМ. Для этого в процессе приема они сначала регистрируются на магнитных лентах в аналоговом и цифровом видах. В аналоговом варианте одновременно с сигналом записывается также опорное эталонное колебание, с помощью которого осуществляется временная и частотная калибровка при обработке зарегистрированных эхо-сигналов:

На первом этапе полной обработки в ЭВМ выполняется спектральный анализ сигналов с разрешением по частоте 0,122 Гц при радиолокации Венеры, 0,5 Гц — Меркурия и 16 Гц — Марса. В результате получается 256 (или 512) коэффициентов Фурье-разложения энергетического спектра и синтезируется двухмерное распределение энергии отраженных сигналов по запаздыванию и частоте (рис. 19).

На втором этапе полученное двухмерное распределение анализируется с целью извлечения интересующей нас информации.

РАДИОЛОКАЦИОННАЯ АСТРОНОМИЯ

B. A. Котельников

Вестник АН СССР, 1982, вып. 6, с. 51¹⁾

Я выражаю глубокую благодарность Президиуму нашей академии за большую награду, которую мне сегодня вручили, за очень высокую оценку моей деятельности. Мне также хочется выразить признательность всем поздравившим меня с этой наградой.

Я занимался многим: созданием и совершенствованием аппаратуры и систем связи, вопросами выделения сигналов, теорией информации, исследованием космоса, развитием радиоэлектроники, составлением Комплексной программы развития нашей страны на 20 лет вперед и так называемой научно-организационной работой. Обдумывая сегодняшнее выступление, я был в некоторой нерешительности, какую тему для него выбрать. Поскольку о комплексной программе на одном из Общих собраний академии я уже говорил, а выступление должно быть интересным и понятным для слушателей, мой выбор пал на радиоэлектронику. При этом основную часть выступления я решил посвятить частному, но, на мой взгляд, интересному вопросу — радиолокационной астрономии.

В радиолокационной астрономии, так же как и в радиолокации, расстояние до исследуемого объекта измеряется по времени, которое затрачивают радиоволны на путь от локатора до объекта наблюдения и обратно, а скорость приближения или удаления объекта от локатора определяется по изменению частоты отраженного сигнала из-за эффекта Доплера. Первые радиолокационные наблюдения небесных тел были проведены сразу после второй мировой войны с помощью созданных к этому времени военных радиолокаторов. При этом удалось лоцировать лишь Луну. Для локации других, более удаленных тел не хватало мощности. Дело в том, что мощность возвращающегося к локатору отраженного сигнала обратно пропорциональна четвертой степени расстояния до отражающего объекта.

Если учесть эту зависимость, размеры самолета, Луны и ближайшей к нам планеты — Венеры, то окажется, что для локации самолетов и Луны нужны локаторы примерно одинаковой мощности.

¹⁾ Доклад на годичном общем собрании АН СССР по случаю присуждения ему Золотой медали им. М. В. Ломоносова

Однако для локации Венеры, из-за большого расстояния до нее, нужно мощность локатора повысить в 10^7 раз. Такая возможность появилась только в начале 60-х годов. Ее удалось реализовать благодаря созданию очень больших антенн, концентрирующих излучаемую энергию в узких пучках и собирающих возвращающуюся энергию с больших площадей, более мощных передатчиков и более чувствительных приемников, а также благодаря усовершенствованию методов выделения сигналов из помех.

Первые успешные радиолокационные наблюдения планеты нашей Солнечной системы (ближайшей к нам планеты Венеры) были осуществлены в СССР, Англии и США в апреле 1961 г. во время так называемого соединения, при котором расстояние между Землей и Венерой становится минимальным. С тех пор методы локации продолжали совершенствоваться, и как в СССР, так и в США было проведено большое число радиолокационных наблюдений Венеры, Марса и Меркурия.

В чем преимущество радиолокационных наблюдений за планетами по сравнению с оптическими?

Оптическая астрономия довольно хорошо определяет направление на планету. Тут точность измерения сейчас доходит в лучшем случае до десятых долей угловой секунды (до 10^{-6} рад) и определяется в основном случайными отклонениями светового луча в атмосфере Земли. Это, в частности, дает ошибку в измерении положения Венеры при наибольшей близости ее к Земле в 40 км. Однако измерить дальность до планеты оптическими средствами удается очень неточно. Такие измерения осуществляются с помощью наблюдения планеты из двух различных точек, определения углов и затем расчета сторон треугольника, у которого известная сторона много меньше, чем две другие. Как нетрудно подсчитать для рассмотренного случая с Венерой, определение расстояния до планеты может быть осуществлено этим способом с погрешностью в 250 тыс. км!

Радиолокация обеспечивает существенно большую точность. Так, используемый нами сейчас радиолокатор реально дает при измерении дальности до Венеры погрешность, равную всего лишь 0,3 км. Интересно отметить, что достигнутая относительная точность измерения расстояний космическим локатором на несколько порядков выше, чем точность геодезических измерений расстояний на поверхности Земли. Это обуславливается тем, что в первом случае радиоволны проходят основной путь в безвоздушном пространстве, где их скорость строго постоянна.

Кроме измерения расстояний, локаторы, как было упомянуто, позволяют измерять скорости сближения с планетой или удаления ее от нас — также с очень большой точностью — по смещению частоты колебаний отраженного сигнала. Например, скорость изменения расстояния до Венеры измерялась нами с точностью, превосходящей 1 см/с.

Надо отметить, что приведенные точности далеко не являются предельными. Они в основном ограничены неопределенностью, которая вносится неровностями поверхности планет. Для идеально гладкой планеты или для космического корабля точности могут быть доведены по крайней мере до 10^{-12} расстояния или, по скорости, — до 10^{-12} скорости света, то есть до 0,3 мм/с.

Радиолокация позволила намного точнее, чем раньше, предвычислять положение планет, что стало сейчас необходимым для космических полетов.

На основании оптических наблюдений, начиная от Птолемея (II век н. э.), создавались и уточнялись теории движения планет, по которым можно было предвычислить их положение. К началу 60-х годов нашего столетия теория, базируясь на оптических наблюдениях, накопившихся за века, и законах Ньютона, позволяла предсказывать положение планет на небосводе с точностью (как показала астрономическая практика) две-три угловых секунды, что при средних расстояниях до так называемых внутренних планет (Марс, Венера, Меркурий) в сотни миллионов километров давало ошибку порядка тысяч километров. Расстояние между планетами, согласно существовавшим тогда теориям, вычислялось с точностью в несколько миллионных долей от его величины, но не в километрах, а в так называемых астрономических единицах длины.

Астрономическая единица — это среднее расстояние между Землей и Солнцем. Она была известна весьма приближенно. Дело в том, что, как уже говорилось, расстояния между планетами могли быть измерены оптическими методами очень неточно. Между тем соотношения между этими расстояниями можно было вычислить гораздо точнее.

До радиолокационных измерений наиболее достоверным считалось значение астрономической единицы $149\,527\,000 \pm 10\,000$ км, полученное в 1950 г. в итоге длительных наблюдений за малой планетой Эрос. Это давало ошибку в вычислениях дальностей до планет в десятки тысяч километров. Первые же радиолокационные наблюдения Венеры в 1961 г. вызвали сенсацию. Сравнение дальности до Венеры, измеренной радиолокаторами в метрах и известной раньше в астрономических единицах длины, показало, что астрономическая единица равна $149\,599\,300 \pm 1000$ км, то есть примерно на 73 тыс. км больше, чем было принято астрономами; при этом погрешность оказалась в 7 раз больше, чем оценивалась раньше. Конечно, астрономы этому не поверили, однако сходность результатов, полученных у нас, в Англии и США, убеждала в правильности нового значения, и оно было заложено в расчеты траекторий полета космических кораблей к Венере. При расчетах по старым данным мы наверняка сделали бы большой промах.

Дальнейшие радиолокационные наблюдения позволили еще намного уточнить значение астрономической единицы. Сейчас мы считаем ее равной $149\,597\,868 \pm 0,3$ км.

Когда в расчет траекторий планет была введена новая астрономическая единица, ошибки стали намного меньше, но все же оказалось, что старые теории дают погрешность в положениях планет в несколько сотен километров. Это было недопустимо в случаях, когда надо было посадить космический корабль в заданную точку планеты или пролететь над ее определенным районом.

В Советском Союзе была проделана большая работа по созданию новой теории движения внутренних планет (Меркурий, Венера, Земля, Марс). При этом были использованы: радиолокационные наблюдения Венеры, Марса, Меркурия, выполненные в СССР за 1962–1980 гг. и в США за 1964–1971 гг. (дальнейшие наблюдения в США перестали публиковаться), оптические наблюдения, проведенные в Николаевской, Вашингтонской и Гринвичской обсерваториях в 1960–1976 гг., и наблюдения за движением космических кораблей «Венера-9, -10, -11 и -12». Всего было обработано около 13 тыс. наблюдений. При этом уточнялись элементы орбит Меркурия, Венеры, Марса и центра масс системы Земля–Луна, радиусы Меркурия, Венеры и Марса, а также астрономическая единица. Всего в расчеты было заложено 28 неизвестных параметров.

При обработке этих наблюдений оказалось, что, используя уравнения классической механики Ньютона и учитывая взаимодействия планет между собой, нельзя подобрать перечисленные параметры так, чтобы получить расхождения между измеренными величинами и вычисляемыми в пределах точности измерений. Расхождения выходили за эти пределы. Они достигали 390 км для Меркурия, 8 км для Венеры и 12 км для Марса. Поэтому в создаваемой теории пришлось использовать не уравнения Ньютона, а уравнения общей теории относительности, то есть учитывать изменения свойств пространства и времени под влиянием поля тяготения. При использовании этих уравнений удалось свести среднеквадратичные отклонения между расчетом и экспериментом в период 1970–1981 гг. (до этого измерения были менее точны) до величины, равной для Венеры 0,5 км, Марса — 1 км, Меркурия — 2 км по дальности и 1,2 угловой секунды по углам. При этих расчетах учитывался и рельеф планет.

Чтобы еще раз убедиться, что Венера находится там, где она ожидается в соответствии с новой теорией, и обеспечить полет космических аппаратов «Венера-13» и «Венера-14» в январе и феврале этого года, мы провели очередную локацию этой планеты. Максимальные расхождения между предсказанными расстояниями до нее и измеренными оказались равными 1,2 км. По скорости эти расхождения не превысили 2,4 см/с. И это несмотря на то, что Земля и Венера прошли после последних измерений, учтенных теорией, путь больше миллиарда километров.

Таким образом, мы сейчас можем предвычислять расстояние от Земли до внутренних планет Солнечной системы с точностью порядка

Расхождения между измеренными и предвычисленными значениями
расстояний до Венеры и ее радиальных скоростей

Дата	Расстояния до Венеры, млн км	Расхождения по расстоянию, км	Радиальные скорости Венеры, км/с	Расхождения по скорости, см/с
19.12.1981 г.	58,4	+0,9	11,1	-0,6
20.12.1981 г.	57,5	+0,6	10,9	-0,4
30.01.1982 г.	42,2	+0,5	5,0	-0,2
31.01.1982 г.	42,5	+1,2	4,9	-0,4
6.02.1982 г.	46,0	+0,15	7,8	-2,4

нескольких километров, то есть в десятки тысяч раз точнее, чем 20 лет тому назад — до появления радиолокационной астрономии.

Большая работа по созданию теории движения внутренних планет была проделана — конечно, с использованием имеющихся у нас больших ЭВМ — независимо тремя коллективами: Институтом прикладной математики им. М. В. Келдыша, Институтом теоретической астрономии и Институтом радиотехники и электроники АН СССР совместно с рядом неакадемических организаций на базе одних и тех же экспериментальных данных. Такая параллельная работа была запланирована, чтобы избежать ошибок в очень сложных расчетах. Полученные результаты практически совпали.

Перейду к вопросу определения скорости вращения планет. Если облучать планету даже монохроматическими колебаниями, то колебания, отраженные от различных ее частей, будут иметь различные частоты, так как из-за вращения планеты отражения от надвигающихся на нас участков из-за эффекта Доплера будут иметь более высокую частоту, а от удаляющихся участков — более низкую частоту. Это приведет к расширению спектра отраженного сигнала. По этому расширению можно вычислить скорость вращения планеты. На рис. 1 приведен пример такого спектра; стрелки показывают его границы.

До радиолокации скорости вращения планет определялись оптическими методами по наблюдению за движением отдельных образований на их поверхности. Большие трудности были только с Венерой, поверхность которой не видна из-за густой облачности. До локации Венеры отдельные исследователи оценивали период ее вращения величиной от 15 часов до 225 суток. Уже в локационных измерениях 1962 г. независимо у нас в Институте радиотехники и электроники и в Лаборатории реактивного движения в США по расширению спектра частот было установлено, что период вращения Венеры лежит в пределах от 200 до 300 суток. Причем самым удивительным оказалось, что она вращается в обратную сторону по сравнению с ожидаемым направлением — обычным для других планет Солнечной системы.

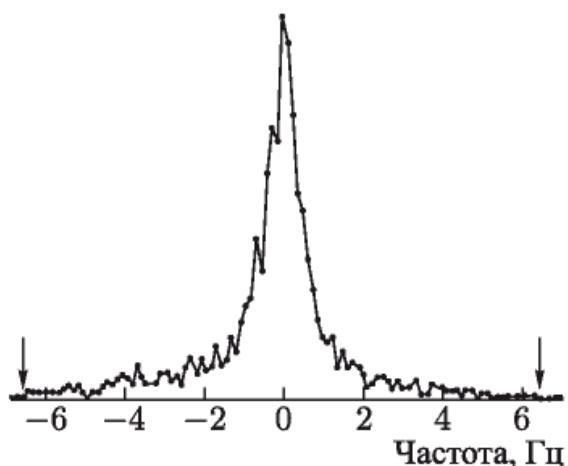


Рис. 1. Спектр мощности отраженного Венерой монохроматического радиосигнала

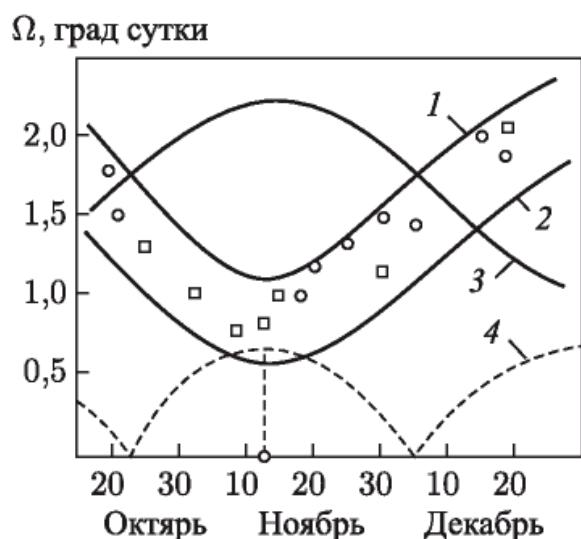


Рис. 2. Вычисленные и измеренные значения видимой скорости вращения Венеры. Ω — видимая скорость вращения; вычисленные значения Ω : 1 — для $T = -200$ суток, 2 — для $T = -300$ суток, 3 — для $T = +225$ суток, 4 — для $T = \infty$ (T — период собственного вращения); измеренные значения Ω : \circ — Институт радиотехники и электроники АН СССР, \square — Лаборатория реактивного движения Калифорнийского технологического института (США); точкой на горизонтальной оси обозначена дата нижнего соединения

Направление вращения было определено по изменению видимой с Земли скорости вращения Венеры ото дня ко дню. Дело в том, что измеряемая с Земли скорость вращения планеты складывается из двух слагаемых: из истинной, постоянной скорости вращения самой планеты, которая была неизвестна, и из кажущейся скорости, обусловленной относительным движением Венеры по отношению к Земле. Кажущаяся скорость меняется во времени и может быть вычислена. В конечном счете изменения результирующей скорости, которую мы измеряем радиолокатором, будут зависеть, как от величины периода собственного вращения, так и от направления вращения. Сличая

эксперимент с предвычисленными величинами, можно оценить период и направление вращения.

Кривые на рис. 2 показывают вычисленные значения видимой скорости вращения для разных моментов времени в зависимости от предполагаемого периода вращения Венеры. Здесь же обозначены экспериментальные данные полученные еще в 1962 г.: кружками — наши, квадратами — американские. Как видно, точки хорошо располагаются между кривыми, вычисленными для периодов —200 и —300 суток.

Чем объяснить обратное по сравнению с другими планетами и противоречащее теории образования Солнечной системы вращение Венеры, мы пока не знаем.

Сейчас скорость вращения Венеры установлена с большой точностью, благодаря многолетнему радиолокационному наблюдению над движением сильно пересеченных участков поверхности этой планеты, которые дают особо интенсивное рассеянное отражение. Эти зоны хорошо видны на спектре отраженного сигнала (рис. 1) и перемещаются по нему по мере поворота планеты. Наблюдение за этими зонами показало, что Венера в момент соединения, то есть когда она находится всего ближе к нам, поворачивается к Земле всегда одной и той же стороной, а значит, вращение Венеры вокруг ее оси синхронизировано с движением Земли вокруг Солнца. Факт неожиданный, учитывая большое расстояние между этими планетами.

Сейчас период вращения Венеры вокруг оси, по нашим данным, равен $243,04 \pm 0,03$ земных суток. В США получены сходные результаты. Для строго синхронного движения этот период должен был бы составлять 243,16 суток. Имеющаяся незначительная разница может быть объяснена небольшим покачиванием Венеры около строго синхронного движения.

Наблюдение над движением сильно рассеивающих радиоволны областей на поверхности Венеры позволило также определить направление оси вращения этой планеты. Оказалось, что ось почти перпендикулярна плоскости планетной орбиты (отклонение меньше 2°).

Интересно получилось с Меркурием. На нем нет облаков, поэтому его период по оптическим наблюдениям определили давно — считалось, что его вращение засинхронизовано Солнцем, и он всегда обращен к нему одной и той же стороной, так же, как Луна к Земле. Радиолокационные же наблюдения показали, что дело обстоит не так. Синхронизация оказалась более сложной, а именно: за два оборота по орбите Меркурий делает не два, как считалось ранее, а три оборота вокруг своей оси. Этот результат был получен в США. Астрономы опять этому не поверили. Они достали старые зарисовки и фотографии Меркурия, снова их проанализировали и в результате признали, что данные их наблюдений дают, оказывается, многозначный ответ, чего они раньше не заметили, и что результаты радиолокации не противоречат одному из этих ответов.

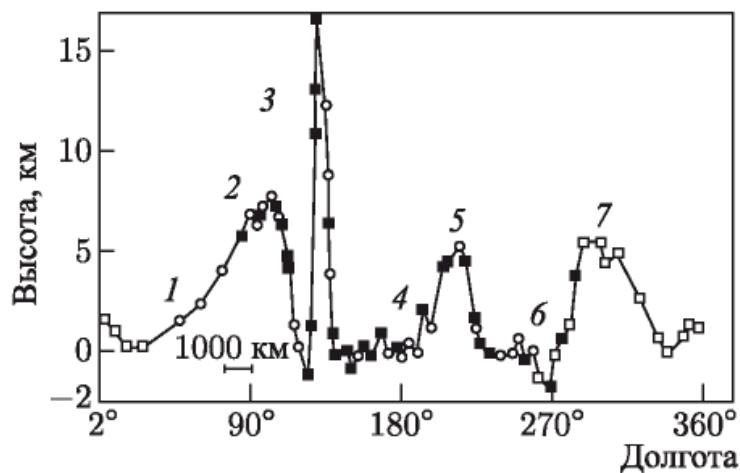


Рис. 3. Профиль высот Марса вдоль его экватора на широте 20–21° с.ш. ■ — февраль 1980 г., □ — март 1980 г., ○ — апрель 1980 г.; 1 — Chryse, 2 — Tharsis montes, 3 — Olympus mons, 4 — Amazonis, 5 — Elysium, 6 — Isidis, 7 — Syrtis major

Радиолокационные наблюдения позволяют измерить высоту гор на планетах. Действительно, мы сейчас можем вычислить расстояние до центра масс планеты и измерить расстояние до наиболее близкой к нам отражающей точки. Разность этих величин, очевидно, будет характеризовать высоту поверхности планеты в ближайшей точке. На рис. 3 виден снятый нашим радиолокатором профиль высот Марса вдоль его экватора. Так как за период наблюдений Марс сделал несколько оборотов, то этот профиль был промерен несколько раз. Точки, отмеченные различными значками, соответствуют различным наблюдениям в течение периода наблюдений. Как видно, они хорошо совпадают между собой. Наивысшая точка на приведенной диаграмме соответствует высоте 17,5 км над уровнем долин. Это гора Олимп.

По характеру отраженных сигналов, их интенсивности и их рассеянию можно судить о свойствах поверхности планеты — диэлектрической проницаемости ее пород и среднеквадратичном наклоне отдельных участков, соизмеримых по размерам с длиной волны облучающих колебаний (в данном случае — 40 см). Оказалось, что для Марса коэффициент отражения разных участков поверхности колебается от 3 до 14 %, что соответствует диэлектрической проницаемости от 1,4 до 4,8 и характерно для грунта с плотностями 1–2,5 г/см³. Плотность 1 г/см³ соответствует, вероятно, мелкой пыли, 2,5 г/см³ — скальным породам. Среднеквадратический наклон поверхности для разных участков колебается от 0,5 (это довольно ровная поверхность) до 6°.

Венера более однородна: для нее коэффициент отражения колебается в пределах 11–18 %, что соответствует диэлектрической проницаемости от 4 до 6 и довольно тяжелым грунтам с плотностями от 2 до 3 г/см³. На Венере не наблюдались такие ровные участки, как на Марсе, — среднеквадратический наклон ее поверхности колебался от 2,5 до 5°.

Поверхность Меркурия оказалась очень похожей на лунную. Средняя «шероховатость» ее еще больше, чем у Венеры. Среднеквадратический наклон элементов рельефа Меркурия составляет $5\text{--}8^\circ$, что близко к аналогичному показателю для Луны — $6\text{--}7^\circ$. Коэффициент отражения от поверхности Меркурия равен $5,8\text{--}8,3\%$ при диэлектрической проницаемости $2,7\text{--}3,3$; соответствующие параметры лунной поверхности — $5,7\text{--}6,3\%$ и $2,6\text{--}2,8$. Плотности грунта у этих небесных тел также близки по своей величине: $1,2\text{--}1,6 \text{ г}/\text{см}^3$ для Меркурия и $1,2\text{--}1,3 \text{ г}/\text{см}^3$ для Луны.

Посылаемый радиолокатором сигнал отражается различными частями поверхности планеты. В результате обратно приходит множество наложенных друг на друга сигналов. Каждый из них идентичен посланному, но имеет немного другое запаздывание, так как дальности до различных частей планеты разные. Кроме того, одни сигналы отражены надвигающимися на нас из-за вращения планеты участками ее поверхности, и частота их колебаний будет выше; другие — удаляющимися от нас, и частота их колебаний будет меньше. Благодаря этому удается путем математической обработки разделить сигналы, отраженные от различных участков, и, зарегистрировав их интенсивность, получить картину распределения яркости отражения по поверхности. Таким образом, удается получить пока что грубую картину поверхности Венеры сквозь облака.

Несколько слов о космическом локаторе, используемом нами. В качестве антенны, направляющей на планету электромагнитные колебания и принимающей отраженные от нее колебания, с 1979 г. используется новая большая параболическая антenna Центра космической связи в Крыму (рис. 4). Диаметр ее параболоида 70 м. Он может поворачиваться в любую сторону и устанавливаться в заданном направлении с точностью в несколько угловых секунд.

Небольшая антenna, излучающая радиоволны, помещена на конусе, закрепленном в центре большого параболоида. Она облучает малое зеркало, помещенное в районе фокуса этого параболоида. Отраженные от зеркала волны падают на большой параболоид и, отражаясь от него в виде параллельного пучка, направляются вдоль оси параболоида в пространство, благодаря концентрации излучаемой энергии в узком пучке на этой антенне достигается — на волне 40 см, на которой мы работаем, — увеличение плотности энергии в желаемом направлении примерно в 200 тыс. раз. В результате от мощного передатчика радиолокатора на поверхность Венеры удается передать несколько сотен ватт при минимальном расстоянии до Венеры и несколько ватт — при максимальном. Примерно 10% этой мощности идет на отраженные сигналы, рассеиваемые в разные стороны. Очень небольшая часть их энергии попадает обратно на большой параболоид локатора, который концентрирует ее на малом зеркале, а последнее отражает на приемную антенну.



Рис. 4.

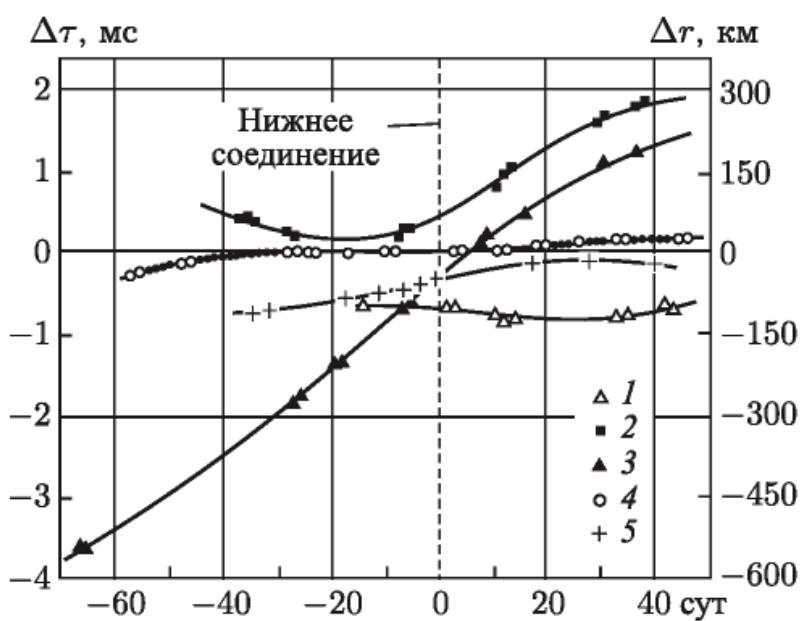


Рис. 5. Приемопередающая полноповоротная антenna диаметром 70 м Центра дальней космической

Полная высота антенны примерно 80 м, то есть равна высоте 30-этажного дома.

Уникальная особенность большого параболоида локатора заключается в том, что при своих громадных размерах он выполнен с точностью, превышающей 1 мм, и сохраняет ее при изменении действующих на него усилий ветра, а также при движении параболоида вокруг горизонтальной оси. В последнем случае он может несколько деформи-

роваться, но будет сохранять заданную форму с требуемой точностью. Это позволяет очень эффективно работать с антенной на волнах длиной от 1 см и более.

Частота мощного передатчика, подающего энергию высокочастотного колебания в antennу, менялась по специально рассчитанной программе так, чтобы при приеме можно было разделить сигналы, отраженные от разных участков планеты, путем не очень сложных математических преобразований на ЭВМ. Частота передатчика и закон ее изменения поддерживались с точностью, большей, чем 10^{-12} номинала, водородным стандартом частоты. Это позволило обеспечить приведенные выше точности измерения расстояний и скоростей.

Приемное устройство локатора чрезвычайно чувствительно. В нем сигнал сначала усиливается парамагнитным усилителем (мазером) на кристалле рубина, охлажденном жидким гелием до температуры 4 К (-269°C), а потом идет уже на обычные усилители. Чувствительность локатора такова, что он может с достоверностью 0,999 зарегистрировать сигнал с энергией 10^{-20} Дж. Это энергия настолько малая, что ее трудно себе представить. Такая энергия необходима, чтобы поднять частичку тумана диаметром в 1 мкм на высоту 1 мкм. Эта малая энергия собирается гигантским параболоидом антенны локатора, передается на приемник и надежно регистрируется и анализируется.

Передатчик и большая параболическая антenna космического локатора были созданы нашей промышленностью и используются для связи с космическими аппаратами. Большая параболическая антenna используется также как мощный радиотелескоп для различных радиоастрономических наблюдений. Устройство формирования специального для радиолокации сигнала, чувствительный приемник радиолокатора и аппаратура обработки радиолокационного сигнала были созданы в Институте радиотехники и электроники АН СССР.

При измерениях локатор излучал сигнал в течение времени, необходимого для того, чтобы электромагнитные волны дошли до планеты и вернулись обратно. После этого, чтобы не мешать приему вернувшихся очень слабых сигналов, передатчик выключался, отключаясь от антенны и к ней подключался приемник. Это время при локации Венеры менялось от 4,5 до 29 мин., а для Марса доходило до 45 мин. Затем столько же времени производился прием, после чего снова включался передатчик, и т. д.

Мы привыкли считать, что скорость света — это чрезвычайно большая скорость, которую нельзя превзойти и ощутить можно только с помощью особых приборов. При радиолокации планет приходится десятки минут с нетерпением ждать, пока, наконец, не вернется посланный на планету сигнал и можно будет начать его регистрировать и извлекать из него информацию. При этом ожидании начинает казаться, что скорость света не столь уж велика, и было бы неплохо, если бы электромагнитные волны распространялись побыстрее.

Я рассказал про одну сравнительно узкую область радиоэлектроники, достижения в которой позволили получить в течение последних 20 лет поразительные результаты, коренным образом изменившие наши сведения о движении планет Солнечной системы, которое изучалось другими методами в течение веков.

Можно было привести еще очень много подобных примеров. Уверен, что радиоэлектроника благодаря достигнутым точностям, чрезвычайной чувствительности создаваемых приборов, методам управления очень быстро протекающими процессами, а также созданными ею способами быстрой передачи и обработки информации еще многое даст человечеству. Что можно ожидать в развитии радиоэлектроники в ближайшие годы?

Радиоэлектроника пережила несколько этапов в своем развитии, и каждый этап характеризовался использованием новых физических процессов, открывавших дополнительные возможности для техники и расширявших области ее применения.

Первый этап — от изобретения радио А. С. Поповым в 1895 г. до использования электронных вакуумных приборов — продлился примерно 30 лет. Возможности радиоэлектроники были очень ограничены, существовала только радиотелеграфия.

Второй этап длился примерно 25 лет. Он был обусловлен широким развитием вакуумной электроники. Появилась радиотелефония, радиовещание, телевидение, радиолокация, радионавигация. Радиоэлектроника стала широко использоваться во многих областях науки и техники.

Третий этап, начавшийся в 50-х годах, связан с появлением, бурным развитием и широким использованием твердотельных полупроводниковых электронных приборов. Они стали вытеснять электровакуумные приборы, упрощая и удешевляя радиоаппаратуру, повышая ее надежность. Они позволили создать современные ЭВМ, вносящие существенный вклад в самые различные области человеческой деятельности и служащие базой для дальнейшей автоматизации производственных процессов и повышения производительности труда.

Сейчас наступает четвертый этап, о котором я хочу сказать несколько слов. Он, очевидно, будет характеризоваться широким использованием волоконно-оптических линий для передачи электромагнитных волн. Уже созданы кварцевые волокна, по которым можно передавать световые сигналы на расстояния большие, чем 10 км, после чего они могут быть усилены и переданы дальше практически без искажений. По этим волокнам свет идет, следуя за изгибами волокна, отражаясь от его внешних отражающих слоев, сделанных с меньшим показателем преломления, чем средняя его часть. Диаметр такого волокна порядка 0,1–0,2 мм.

Оптическое волокно позволяет передавать намного большее количество информации по сравнению с медным кабелем, радикально уменьшить вес и объем соединительных проводов, устранить помехи,

возникающие в проводах от электромагнитных полей различных аппаратов и соседних проводов, сэкономить медь, упростить ряд приборов. Волоконные оптические линии очень хорошо сочетаются с твердотельной электроникой и применяющимися в ней методами миниатюризации. Как пример, на рис. 5 представлены разрезы существующего ВЧ-кабеля, служащего для передачи четырех телевизионных программ, и волоконного, способного передать 100 телевизионных программ, причем на большее расстояние. Как видно, преимущество волокна огромно. Уже ясно, что оптическое волокно будет широко использоваться для передачи сигналов как на очень большие, так и на малые расстояния.

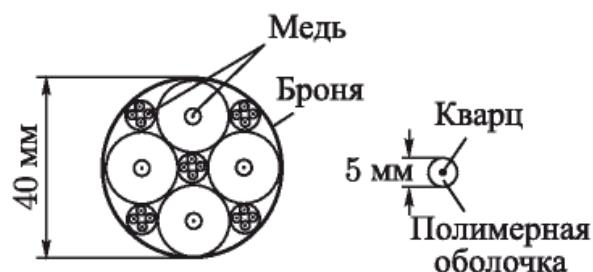


Рис. 6. Сравнение поперечных разрезов и некоторых характеристик ВЧ-кабеля и световодного кабеля. Слева — существующий ВЧ-кабель (4 телевизионных канала, вес 3000 кг/км), справа — световолоконный кабель (100 телевизионных каналов, вес 30 кг/км)

Сейчас во многих странах проводится интенсивная работа по совершенствованию оптического волокна, технологии его производства, расширению областей его применения. В СССР инициатором этих работ стала Академия наук. В ее институтах — Физическом институте им. П. Н. Лебедева, Институте химии, Институте радиотехники и электроники была разработана наша технология получения оптического волокна с малыми потерями и методы его использования. Сейчас эти работы интенсивно продолжаются при широком участии промышленности.

В заключение хочу выразить полную уверенность, что радиоэлектроника, как всегда быстро подхватывая новейшие достижения фундаментальной науки, будет продолжать развиваться у нас опережающими темпами, создавая новые прогрессивные технические средства для нашего народного хозяйства, обороны, медицины, науки и культуры.

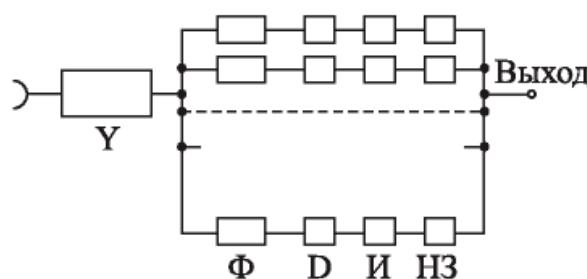
СВЯЗЬ С ВНЕЗЕМНЫМИ ЦИВИЛИЗАЦИЯМИ В РАДИОДИАПАЗОНЕ

В. А. Котельников

Кн. «Внеземные цивилизации». Труды совещания. Бюракан. 20–23 мая,
1964 г. Ереван, 1965, с. 113

Цель данного сообщения — рассмотреть возможность связи с внеземными цивилизациями в случае, когда их техника базируется на принципах, уже освоенных в земных условиях, и опережает нашу на несколько десятков лет. Наша техника берется на уровне, достижимом уже в настоящее время. Хотя весьма вероятно, что цивилизации на ряде планетных систем опережают нашу на тысячи или даже миллионы лет, все же такое рассмотрение, очевидно, целесообразно. Данная работа никак не претендует на полноту охвата рассматриваемого вопроса. В ней даются лишь некоторые примеры, вовсе не претендуя на то, что они являются оптимальными.

Рассмотрим передачу сигналов в виде длинных монохроматических посылок. Такая передача с точки зрения помехоустойчивости не хуже других методов передачи, но более проста в осуществлении и поэтому весьма вероятно, что будет применяться по крайней мере в начале. Очевидно частота посылок нам заранее не известна и может при передаче информации меняться. В этом случае оптимальным приемником будет являться приемник, собранный по схеме, (см. рис.).



На этой схеме Y — усилитель, могущий содержать преобразователи спектра частот принимаемых колебаний; Φ — фильтры с полосой Δf , перекрывающие весь принимаемый диапазон частот; D — детекторы; I — интеграторы, дающие энергию, прошедшую через фильтр за время посылки длительностью τ ; $H\mathcal{E}$ — соответственно подобранные нелинейные элементы, выходы которых складываются. Если выход

такого приемника будет превосходить некоторый уровень, то это будет означать, что в полосу приемника попал сигнал.

Для простоты, не сильно теряя в помехоустойчивости, можно заменить нелинейные устройства пороговыми, которые дают сигнал на выходе, если энергия колебания, прошедшая через фильтр за время τ , превзойдет некоторый порог. Дальше мы будем рассматривать такой вариант.

Пусть передающая и приемные антенны с эффективными площадями S_1 и S_2 направлены друг на друга, тогда максимальное расстояние, на которое будет приниматься сигнал таким приемником, будет:

$$R = \sqrt{\frac{PS_1S_2\tau}{\lambda^2 k T_{\text{ш}} \Psi}}, \quad (A)$$

где P — мощность передатчика, λ — длина волны, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ дж/град, $T_{\text{ш}}$ — шумовая температура приемника, Ψ — зависит от Δf , числа фильтров n , установки порога, определяемого вероятностью ложного срабатывания приемника $p_{\text{лс}}$ и допустимой вероятностью пропуска сигнала $p_{\text{пр}}$.

При изменении Δf величина Ψ имеет минимум при $\Delta f \cong 1/\tau$. Он при $p_{\text{лс}}$ и $p_{\text{пр}}$, меньших 10^{-2} , равен:

$$\Psi_m \cong \left(\sqrt{\ln \frac{n}{p_{\text{лс}}} - 2} + \sqrt{\ln \frac{1}{p_{\text{пр}}} - 2} \right)^2.$$

В ряде случаев при большом τ сделать $\Delta f = 1/\tau$ не представляется возможным, так как из-за нестабильности сигнал будет выходить за столь узкие фильтры. В случае $\Delta f \gg 1/\tau$ будем иметь:

$$\Psi \cong \sqrt{2\Psi_m \tau \Delta f}.$$

Делать $\Delta f < \frac{1}{\tau}$ нецелесообразно, так как это вызовет трудность в построении системы и увеличит Ψ , т. е. уменьшит R .

Рассмотрим пример. Пусть мощность передатчика неземной цивилизации будет равна $P = 10^9$ Вт (1 % электроэнергии, потребляемой в США). Эффективная площадь передающей антенны

$$S_1 = 10^5 \text{ м}^2,$$

приемной, нашей, антенны —

$$S_2 = 10^4 \text{ м}^2,$$

$$T_{\text{ш}} = 30^\circ.$$

Такие параметры приемной антенны можно получить сейчас у нас.

Длину волны возьмем:

$$\lambda = 0,1 \text{ м.}$$

Беря достижимую в настоящее время стабильность 10^{-10} , получим ширину полосы фильтра

$$\Delta f = 0,3 \text{ Гц}.$$

При такой полосе можно взять $\tau \gg \Delta f$. Берем $\tau = 1800$ сек,

$$p_{\text{лс}} = p_{\text{пр}} = 10^{-5} \quad \text{и} \quad n = 10^9.$$

Тогда получим

$$\Psi = 280.$$

По формуле (A) будем иметь:

$$R = 1,28 \cdot 10^{21} \text{ м}$$

или 128 000 св. лет, что больше диаметра Галактики.

Если передавать по такой линии информацию, меняя частоту сигнала от посылки к посылке, то информативность будет равна

$$\frac{\lg_2 n}{\tau} = \frac{\lg_2 10^9}{1800} = \frac{1}{60} \text{ двоичных единиц за секунду.}$$

Информативность быстро растет с уменьшением τ . Если принять $\tau = \Delta f^{-1} = 3,3$ сек, то получим при

$$\begin{aligned} p_{\text{лс}} &= p_{\text{пр}} = 10^{-5} \quad \text{и} \quad n = 10^9, \\ \Psi &= 73 \quad \text{и} \quad R = 10^{20} \text{ м} \quad \text{или} \quad 10000 \text{ св. лет.} \end{aligned}$$

При этом информативность будет

$$\frac{\lg_2 n}{\tau} = \frac{\lg_2 10^9}{3,3} = 9 \text{ дв. знаков в сек.}$$

При расстоянии в 100 св. лет τ можно уменьшить на четыре порядка, примерно во столько же раз увеличится информативность.

Рассмотренный приемник обладает довольно узкими фильтрами. Для того чтобы сигнал под влиянием изменений частоты, вызванных ускорениями передатчика и приемника, не выходил за пределы полосы фильтров, на передатчике и приемнике должна производиться компенсация этих изменений. Это сделать возможно, так как ускорения, вызванные движением планет, в каждом пункте известны.

Отметим еще, что очень большое число отдельных каналов в приемнике (см. рис.) может быть, по всей видимости, заменено более простым устройством, выполняющим ту же роль.

Рассмотрим теперь вопрос отыскания звезды, с планетной системы которой ведется передача сигналов.

Пусть цивилизация этой звезды имеет передатчик с параметрами, взятыми в ранее рассмотренном примере, т. е. $P = 10^9$ Вт, $S_1 = 10^5 \text{ м}^2$, $\lambda = 0,1$ м. Пусть антенна облучает поочередно отдельные звезды или всю небесную сферу, проходя звезду, скажем, за $\tau = 3$ сек. При большем τ задача поиска может еще облегчиться.

Луч антенны захватывает телесный угол λ^2/S_1 и, таким образом, чтобы обойти всю небесную сферу, потребуется время

$$\tau_{\Pi} = \tau \frac{4\pi S_1}{\lambda^2}.$$

При взятых параметрах получим $\tau_{\Pi} = 3,8 \cdot 10^8$ сек или 12 лет.

Значительно меньшее время получим, если будут облучаться отдельные звезды и антenna будет быстро переводиться с одной звезды на другую.

Так, время обхода для облучения по очереди всех 10^7 звезд в радиусе 1000 св. лет будет:

$$\tau_{\Pi} = 3 \cdot 10^7 \text{ сек, или 1 год.}$$

Если принять, что путем отбора наиболее «перспективных» звезд будет облучаться только 1% звезд в радиусе 1000 св. лет, то время обхода будет $\tau_{\Pi} = 3 \cdot 10^5$ сек, т. е. около четырех суток. При облучении звезд в сфере меньшего радиуса время обхода еще уменьшится. Таким образом, в варианте быстрого перевода антенны со звезды на звезду время обхода получается не слишком большим.

В качестве приемной системы возьмем систему, состоящую из отдельных направленных антенн, перекрывающих своими лучами всю небесную сферу. В этом случае, если мы хотим обнаружить передатчик с упомянутыми выше параметрами с расстояния 1000 св. лет, то в соответствии с формулой (A) надо взять площадь приемной антенны $S_2 = 100 \text{ м}^2$. При этом предполагается, что приемник работает в соответствии со схемой рисунка и взято $\Delta f = \tau^{-1}$, $T_{\text{ш}} = 30^\circ$. Учитывая, что луч такой антенны перекрывает телесный угол $\frac{\lambda^2}{S_2}$, для перекрытия всей небесной сферы понадобится

$$m_2 = \frac{4\pi S_2}{\lambda^2} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ лучей.}$$

Антenna в данном варианте не должна следить своими лучами за звездами. Поэтому одна антenna может иметь, очевидно, несколько десятков лучей. Таким образом, число антенн может быть в несколько десятков раз меньше, чем m_2 . Однако число приемных каналов должно быть равно m_2 , и каждый приемный канал должен охватывать фильтрами весь диапазон, где могут ожидаться сигналы.

Если предположить, что передающая сигналы цивилизация достаточно развита и может на основании данных своей астрономии выделить 1%, звезд, у которых может существовать цивилизация земного уровня, то, как было сказано выше, обход облучением звезд сферы радиуса 1000 св. лет займет всего лишь около четырех суток. В таком варианте можно обследовать не сразу весь небосвод, а по частям, например, лежащим между определенными значениями склонения. Так, если поделить небосвод на 10 частей, то достаточно будет каждую

часть обследовать, скажем, по одному месяцу (при наличии сигнала он появится 7 раз за это время) и завершить обследование всего небосвода за 1 год. При этом число приемных каналов и антенн можно будет еще уменьшить в 10 раз.

Построение рассмотренной приемной сетки в земных условиях хотя и потребует существенных затрат, однако вполне возможно.

Рассмотренная система позволит обнаружить цивилизацию с упомянутым выше радиопередатчиком, если она существует, на расстоянии от Земли, не превышающем 1000 св. лет. Поскольку на этом расстоянии существует около 10^7 звезд, то поиски будут успешными, если передатчик будет хотя бы у одной звезды из этого числа.

В случае, если уменьшить расстояние поиска, задача сильно упрощается.

В таблице даны данные, когда взаимно обследуются сферы с радиусом 2000, 1000, 500 или 200 св. лет, имеющие соответственно 10^8 , 10^7 , 10^6 или 10^5 звезд. Данные таблицы получены аналогично сказанному выше. В графе 7 указано число частей, на которое можно разбить небосвод с тем, чтобы закончить обзор всего небосвода за 1 год. При этом время наблюдения за одной частью бралось примерно в 10 раз больше величины, указанной в графе 4.

Как видно из таблицы, в случае, если существует только одна цивилизация, с принятым тут довольно «скромным» уровнем, на 10^8 звезд, то ее обнаружить при современном уровне развития нашего общества очень трудно; если одна цивилизация на 10^7 звезд, то при некоторых усилиях — возможно; если одна на 10^6 звезд, то ее обнаружение сейчас вполне реально.

Таблица

Радиус сферы, св. лет	Число звезд в сфере	Время обхода всех звезд	Время обхода 1% звезд	Площадь приемной антенны, м ²	Число приемных каналов на весь небосвод	Число частей, на которое можно разбить небосвод	Число приемных каналов при делении небосвода
2000	10^8	10 лет	36 дн.	400 м^2	480000	1	480000
1000	10^7	1 год	4 дн.	100 м^2	120000	10	12000
500	10^6	36 дн.	9 час.	250 м^2	30000	100	300
200	10^5	4 дн.	1 час.	4 м^2	4800	1000	5

Конечно, если внеземная цивилизация будет применять более мощные устройства, то рассмотренными средствами ее удастся обнаружить на больших расстояниях.

После того как будет установлена цивилизация, посылающая радиосигналы, на нее должна быть направлена антenna с большой эффективной площадью, так как, по всей видимости, эта цивилизация, помимо мощных сигналов, служащих для обнаружения, дает еще в тех же направлениях и информацию, для принятия которой нужны более эффективные антенны. Для установления более информативной связи следует послать к обнаруженной цивилизации радиосигналы от нас. Принять их не будет представлять труда, так как наш передатчик может быть все время направлен на обнаруженную цивилизацию. После этого антенны обеих цивилизаций будут направлены друг на друга и можно будет установить более эффективную передачу информации.

В заключение рассмотрим еще вопрос о возможности обнаружения по радиоизлучению цивилизации, если она не посылает специальных сигналов. В этом случае можно ожидать, что для собственной связи в ней используются мощности порядка десятков киловатт при антенах с коэффициентом усиления $g_1 = \frac{4\pi S_1}{\lambda^2}$. При более остро направленных антенах снижается вероятность попадания в их луч. Берем полосу приемника, как и раньше, порядка 0,3 Гц. Более узкую применить трудно, так как на стороне передачи смещение частоты, вызванное эффектом Доплера, в этом случае компенсироваться не будет. По тем же причинам берем $\tau = 3$ сек, $P = 10^5$ Вт, $\frac{S_1}{\lambda} = 10$, $S_2 = 10^5$, $\Psi = 70$, $T_{ш} = 30$. По формуле (A) получим:

$$R = 3 \cdot 10^{15} \text{ м, или } 0,3 \text{ светового года.}$$

Таким образом, даже с ближайших звезд открыть цивилизацию по радиоизлучениям практически невозможно, если она не передает специальных сигналов или не излучает (непонятно для чего) очень большие мощности.

Выводы

Если цивилизация не посылает специальные сигналы, то ее даже с ближайших звезд вероятно, обнаружить нельзя.

Если цивилизация, обладающая несколько большим, чем мы, уровнем развития (предположительно на несколько десятков лет), посылает специальные радиосигналы, то мы ее можем обнаружить на расстояниях до $500 \div 1000$ световых лет.

Если цивилизации друг друга обнаружили, то между ними возможна связь в радиодиапазоне в пределах Галактики.

РАДИОСВЯЗЬ С ВНЕЗЕМНЫМИ ЦИВИЛИЗАЦИЯМИ

B. A. Котельников

Населенный космос, Москва, Наука, 1972. С. 280

В пределах нашей Галактики радиосвязь с внеземными цивилизациями возможна даже при современном уровне развития техники. Покажем это на примере. Пусть эффективная площадь нашей приемной антенны будет $10\,000 \text{ м}^2$; ее шумовая температура 30° K ; волна $0,1 \text{ м}$; стабильность частоты гетеродинов приемника и компенсация переменного доплеровского сдвига частоты, происходящего за счет движения Земли, лучше 10^{-10} . Такие параметры современная освоенная земная техника получить позволяет.

Пусть внеземная цивилизация для передачи к нам сигналов имеет установку с параметрами: эффективная площадь антенны (или сумма площадей одновременно работающих антенн) $100\,000 \text{ м}^2$, средняя мощность передатчика 10^9 Вт , стабильность частоты и компенсация переменного доплеровского сдвига частоты за счет движения передатчика лучше 10^{-10} . Передающую установку с такими параметрами (при выделении необходимых средств) можно было бы с помощью нашей техники разработать и создать в течение нескольких лет. Учитывая то, что у ряда внеземных цивилизаций возраст может быть существенно больше, чем у земной, осуществимость такой установки не должна вызывать сомнений.

Пусть для связи используются ортогональные сигналы, скажем, длительные посылки синусоидальных колебаний, частоты которых определяют передаваемую информацию. При стабильности частоты лучше 10^{-10} такие частоты могут быть расположены через $0,3 \text{ Гц}$. В этом случае при передаче на расстояние $100\,000$ световых лет (диаметр нашей Галактики) и использовании полосы частот, соответствующей 10% от средней частоты, с указанной аппаратурой возможна связь со скоростью 1 двоичная единица информации за 40 сек. При уменьшении расстояния возможная скорость передачи информации быстро растет: так, при расстоянии $10\,000$ световых лет при той же аппаратуре за счет уменьшения времени, потребного для накопления энергии от сигнала, скорость передачи информации может быть уже около 10 двоичных единиц в секунду. При расстоянии 200 световых

лет скорость передачи может быть около 10 000 двоичных единиц в секунду.

Для осуществления такой передачи необходимо, чтобы антenna внеземной цивилизации была направлена на Землю, а земная антenna направлена на внеземную цивилизацию.

Вероятность случайного совпадения этих направлений чрезвычайно мала, так как при принятых больших эффективных площадях антенн (это необходимо, чтобы получить достаточную энергию сигнала в приемнике) их диаграммы направленности получаются очень узкими. Действительно, главный луч антенн имеет телесный угол

$$\psi = \frac{\lambda^2}{S} \text{ стерорадиан},$$

где S — эффективная площадь антены, λ — длина волны.

Для выбранной передающей антены получим

$$\psi_1 = \frac{(0,1)^2}{10^5} = 10^{-7}.$$

Для приемной

$$\psi_2 = \frac{(0,1)^2}{10^4} = 10^{-6}.$$

Таким образом, вероятность случайного совпадения направления будет

$$p = \left(\frac{\psi_1}{4\pi} \right) \left(\frac{\psi_2}{4\pi} \right) = 6 \cdot 10^{-16}.$$

Если искать друг друга методом случайных проб, затрачивая на каждый промер, скажем, 3 сек., то для нахождения цивилизации потребуется время τ/p , или больше 10^8 лет. (3 сек. — время когерентного накопления при стабильности частоты 10^{-10} и волне 0,1 м. При таком времени и принятых ранее параметрах аппаратуры можно более или менее уверенно обнаружить сигнал с расстояния 10 000 световых лет. Для расстояний 100 000 световых лет это время надо существенно увеличить.)

Таким образом, основная трудность для осуществления связи — это найти внеземную цивилизацию, чтобы направить нашу антенну на нее, а ей узнать, что Земля готова принимать радиосигналы и направить антены в нашу сторону.

Расчет показывает, что цивилизацию уровня земной на межпланетных расстояниях мы можем обнаружить по излучению всевозможных радиоустройств, без посылки ею специальных радиосигналов. Но мы ее не можем обнаружить уже с ближайшей звезды.

Таким образом, чтобы находящаяся около некоторой звезды цивилизация могла быть нами обнаружена в радиодиапазоне, у нее должны работать для каких-либо нужд (непонятно, для каких) существенно более мощные, чем на Земле, радиопередатчики или она должна излу-

чать сигналы, специально предназначенный для того, чтобы дать о себе знать.

Предположим последнее — пусть развитая цивилизация, желая дать знать о себе, посыпает сигналы поочередно на все звезды, находящиеся на расстоянии до 200 световых лет, с помощью аппаратуры с параметрами, принятыми выше.

Если принять, что каждая звезда будет облучаться в течение 3 сек., и что в сфере радиусом 200 световых лет лежит около 100 000 звезд, то весь цикл займет около 4 суток. Для того чтобы достаточно надежно обнаружить сигналы от такого передатчика на расстоянии 200 световых лет на приемник с принятыми раньше параметрами, необходима антenna с эффективной площадью 4 м^2 . Телесный угол, из которого будет принимать энергию такая антenna, равен

$$\psi = \frac{\lambda^2}{S} = \frac{(0,1)^2}{4} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ стерорадиан.}$$

Чтобы охватить всю сферу одновременно, нужно иметь

$$\frac{4\pi}{2,5 \cdot 10^{-3}} = 5000$$

таких антенн и, соответственно, приемников. Если осматривать небосвод по очереди, имея в виду обнаружить принятый выше передатчик примерно за 1 год, то понадобится 50 таких антенн со своими приемниками.

Таким образом, если хотя бы около одной из 10^5 звезд имеется развитая цивилизация, желающая себя обнаружить, то это дело не безнадежное.

Если внеземная цивилизация будет облучать не все 10^5 звезд, а лишь наиболее перспективные в части нахождения около них цивилизации, и в том числе Землю, то задача поиска может существенно облегчиться. Так, если будет облучаться 1000 звезд, то при принятых выше параметрах цикл обхода этих звезд будет меньше часа и цивилизацию вероятно обнаружить примерно за 1 год даже одной приемной установкой с приведенными выше параметрами.

Обнаружив сигналы, мы, естественно, направим туда большие радиотелескопы и постараемся принять какую-либо информацию.

Можно ожидать, что обнаруженная цивилизация будет передавать такую информацию в нашу сторону, не ожидая подтверждения того, что мы готовы ее принимать. Если она будет это делать с аппаратурой, имеющей принятые раньше параметры, то информация с расстояния 200 световых лет может идти, как уже говорилось, со скоростью около 10 000 двоичных единиц в секунду. В этом случае для непрерывной передачи информации пришлось бы устанавливать внеземной цивилизации довольно сложную и энергоемкую аппаратуру для каждой облучаемой звезды, около которой можно ожидать наличие цивилизации. Однако если удовольствоваться меньшей средней скоростью передачи

информации, то можно облучать эти звезды поочередно или облучать непрерывно каждую, но с меньшей мощностью.

На основании рассмотренных примеров можно сделать следующий вывод.

Связь между цивилизациями в пределах нашей Галактики при современном уровне развития радиотехники возможна, однако для этого цивилизации должны сначала найти друг друга.

Если внеземная цивилизация, обладающая техникой нашего уровня, захочет дать знать о себе и будет посыпать для этого специальные радиосигналы, то она может быть нами обнаружена с расстояния в несколько сот световых лет с помощью уже существующих радиотелескопов и специально построенных радиоприемников.

При желании эта цивилизация может передать нам информацию, и не дожидаясь нашего ответа.

Приложение

РАЗМЫШЛЕНИЯ В. А. КОТЕЛЬНИКОВА О НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

Н. В. Котельникова

В настоящей работе публикуется последний вариант черновиков незаконченной рукописи размышлений академика В.А. Котельникова о квантовой механике — «Модельная нерелятивистская квантовая механика».

Интерес к квантовой механике возник у Владимира Александровича еще в молодости. Начало его творческого пути (1927 г.) пришлось на период становления как радиотехники, которой он был увлечен, так и квантовой механики, будоражившей умы научной интеллигенции, в среде которой горячо обсуждались появившиеся по этой проблеме работы. Естественно, волна интереса к этой «загадочной» области захватила и молодого Владимира Котельникова.

Он покупал книги по квантовой механике, которые в то время выходили в СССР, просматривал их, однако на их серьезное изучение не хватало времени. И, как потом вспоминал Владимир Александрович, у него каждый раз оставалось ощущение неудовлетворенности от того, что «до конца понять эту квантовую механику не удавалось». Он мечтал «когда-нибудь все же в ней разобраться».

В 1987 и 1988 годах, после выхода постановления Президиума АН СССР о введении ограничения по возрасту для сотрудников Академии наук, занимающих посты директоров институтов и членов Президиума, В.А. Котельников тотчас подал в отставку с поста директора ИРЭ АН СССР и вице-президента АН СССР. Он стал почетным директором ИРЭ и советником Президиума АН СССР, продолжая при этом работать по остальным направлениям своей деятельности. Владимир Александрович очень радовался, что у него появилось свободное время и на вопрос «чем он сейчас занимается» в январе 2000 года отвечал так: «Когда я освободился от своих наиболее сложных обязанностей, то решил в свободное от работы время, разобраться с вопросами, которые мучили меня долгие годы, но руки до них не доходили, все было некогда. Начал я с более простых задач и, когда с ними разобрался

и опубликовал результаты [1, 2], решил заняться квантовой механикой (весной 1997 г.).

Ну как же так? Так же невозможно! Надо же все-таки ее понимать!

Многие люди, когда в старости освобождаются от части своих обязанностей по работе или просто уходят на пенсию, находят для себя какое-нибудь приятное занятие — кто-то решает шахматные задачки или кроссворды, увлекается рыбалькой, выращивает цветы, кто-то пишет мемуары или еще что-то делает, а мне вот хотелось разобраться с квантовой механикой. Взял книжки, внимательно прочитал их и смотрю — ни на что не похоже: ни на теоретическую механику, которую я очень люблю — очень стройная наука; ни на геометрию, которую я тоже люблю, там тоже очень стройно все построено; ни на электродинамику, где имеются уравнения Максвелла, и из них все логично и строго вытекает. А тут начинается следующее: вводятся отдельные постулаты, говорится, что «по аналогии, наверное, так», «вот частица, а она не имеет траектории» и т. д.

И мне захотелось выделить отдельные постулаты и постараться из них вывести все остальное как-то более стройно, чем это сделано в книгах. Но я скоро убедился, что лучше не скажешь. Над этим столько работали! И тут у меня начали появляться «еретические идеи». Я стал их развивать и ждать, когда же зайду в тупик, в противоречие с экспериментальными фактами. Но пока все «укладывается» очень хорошо. Сейчас я нахожусь на такой стадии, что пока не хочу выходить на широкое обсуждение результатов и подвергаться критике со стороны физиков, которые знают современную квантовую механику гораздо лучше меня. Они ее изучали в вузах, продолжают заниматься до сих пор и хорошо знают все эти фокусы, правила и детали, которые выдумали. Я же квантовой механикой более или менее обстоятельно начал заниматься совсем недавно, когда уже совсем состарился. Когда я учился, она была на стадии становления, и на лекциях, которые я слушал в Московском университете, о ней рассказывали только «намеками». Потом я что-то немного читал урывками. Поэтому, прежде чем обсуждать то, что у меня получается, мне хочется посмотреть, как это все будет развиваться дальше. Не подойду ли я к какому-то случаю, который вот таким наглядным способом уже не удастся рассмотреть, и я приду к каким-нибудь противоречиям в системе.

Ну, и потом, я не знаю. Меня несколько удивляет, почему никто другой до меня этого не делал. Я просмотрел много литературы, потом мне понатащили еще массу книг, но до сих пор я не видел, чтобы такое где-то было. Поэтому есть некоторое подозрение, что этот путь или как-то слишком сложен, или имеет в своей основе какие-то ошибки. Так что я хочу в этом разобраться, чтобы не сказали, что вот на старости лет какой-то ерундой занимается. Вот этим я сейчас занимаюсь. Это меня увлекает, потому что, конечно, очень интересно».

В настоящей публикации представлены результаты первого этапа развития «еретических идей» Владимира Александровича. Кроме того,

он обдумывал и планировал написать главу, посвященную тому, как в рамках его модели можно описать поведение электрона в магнитном поле с учетом его спина. Свои соображения он обсуждал лишь в беседах с близкими и знакомыми.

Однажды я его спросила — не будет ли ему обидно, если окажется, что его идея неверна или это уже кем-то сделано. Он на мгновение задумался и сказал: «Нет, конечно, ведь я получаю столько удовольствия!»

В последний год Владимир Александрович собирался свои результаты напечатать и обсудить на семинаре со специалистами.

Но не успел! Увы, Земная жизнь конечна.

В данной публикации не приводятся рисунки, на которые ссылается автор по ходу своих рассуждений. К сожалению, в огромном количестве черновиков Владимира Александровича обнаружить их пока не удалось. Имеются только несколько очень схематичных набросков. Не исключено, что эти рисунки так и остались только в его воображении и ушли вместе с ним.

Литература

1. В.А. Котельников. Сигналы с минимальной энергией вредного спектра // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 7. С. 773–780.
2. В.А. Котельников. Импульсы с наименьшей энергией в спектре за пределами заданной полосы // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 4. С. 436–441.

МОДЕЛЬНАЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

B. A. Котельников

Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2008

Введение

Квантовая механика рассматривает движение очень малых тел, таких как элементарные частицы. Как показали эксперименты, их движение не всегда подчиняется законам классической механики. Квантовая механика оказалась более сложной и абстрактной, нежели классическая. Частицы в «классической» квантовой механике не имеют зрительного образа. Они не имеют траекторий, не могут одновременно иметь определенного положения и скорости и т. п. Движение частиц определяется многими правилами, которые не всегда строго выводятся из основных законов, как это имеет место в классической механике макротел и электродинамике.

Все это затрудняет изучение и использование квантовой механики, особенно для тех, кому больше присуще образное мышление.

В данной работе предлагается некоторая образная модель квантовой механики, которая соответствует накопленному экспериментальному материалу, но делает ее (механику малых тел) более наглядной и более строго логично построенной.

ГЛАВА 1

Построение модели

1.1. Основные положения нерелятивистской квантовой механики

Основное положение классической механики заключается в следующем: состояние частицы массой m как точечного тела задается ее положением с помощью радиус-вектора \mathbf{r} и ее скоростью \mathbf{V} . Зная эти параметры для некоторого момента времени t и силу внешнего поля, которая будет действовать на частицу, мы можем определить,

используя закон Ньютона, все параметры ее движения для любого момента времени.

В квантовой механике это оказывается не так. Как показали эксперименты и анализ их результатов, состояние частиц в данный момент времени t нельзя полностью охарактеризовать значениями \mathbf{r} и \mathbf{V} .

Основное положение нерелятивистской квантовой механики, подтвержденное опытами, заключается в следующем: если не учитывать спин частицы, то ее состояние в некоторый момент времени t полностью определяется некоторой комплексной функцией (волновой функцией) в трехмерном пространстве

$$\psi(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}, t) e^{i\beta(\mathbf{r}, t)}, \quad (1.1)$$

где $a(\mathbf{r}, t)$ и $\beta(\mathbf{r}, t)$ вещественны. Функция $a(\mathbf{r}, t)$ определяет вероятность положения частицы в момент t в том или другом месте пространства. Так, вероятность того, что частица будет находиться в момент t в некотором малом объеме dq , содержащем конец радиус-вектора \mathbf{r} , равна

$$dP = a^2(\mathbf{r}, t) dq. \quad (1.2)$$

Функция $\beta(\mathbf{r}, t)$ определяет динамическое состояние частицы.

В отсутствие магнитного поля, зная $\psi(\mathbf{r}, t)$ для начального момента, массу частицы m и силы внешних полей $\mathbf{F}_0(\mathbf{r}, t)$, которые на нее будут действовать, можно найти $\psi(\mathbf{r}, t)$ для других моментов времени с помощью уравнения Шредингера. Оно, для нерелятивистского случая, который мы только и будем рассматривать, и отсутствия магнитного поля и спина записывается так:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{r}, t) + U(\mathbf{r}, t) \psi(\mathbf{r}, t), \quad (1.3)$$

где $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг · сек. — постоянная Планка, $U(\mathbf{r}, t)$ — силовая функция поля, действующего на частицу. При этом сила, действующая на частицу, будет равна

$$\mathbf{F}_0 = -\nabla U(\mathbf{r}, t). \quad (1.4)$$

Зная $\psi(\mathbf{r}, t)$ и m , можно с помощью правил квантовой механики найти и другие параметры движения частицы.

Использование вероятностных параметров обусловлено тем, что при проведении совершенно идентичных экспериментов, в которых происходит регистрация малых частиц, мы не имеем одинаковых результатов. Координаты частиц регистрируются с разбросом и можно лишь говорить о вероятности нахождения частицы в том или другом месте.

Приведенная закономерность является основным положением нерелятивистской квантовой механики.

1.2. Скорость частицы в нерелятивистской модельной квантовой механике

В общепринятой квантовой механике говорится, что частица не может одновременно находиться в определенном месте и иметь при этом определенную скорость. Но там рассматриваются параметры частицы, взятые из разных реализаций процесса при одной и той же волновой функции.

Попробуем построить модель, которая соответствовала бы приведенному основному положению квантовой механики и, значит, опыту, но в которой частица имела бы траекторию как в макроскопической механике. При построении модели мы будем рассматривать положение и скорость в одной и той же реализации, где скорость и положение могут существовать одновременно. Для этого сначала найдем скорость и ускорение частицы, если она движется так, как этого требует основное положение квантовой механики, т. е. так, что удовлетворяется уравнение Шредингера (1.3).

Предположим, что частица, находясь в момент времени t в точке с радиус-вектором \mathbf{r} , имеет скорость $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$. Найдем вероятность того, что частица за время $t, t + dt$ пересечет малую площадку $d\mathbf{S}$ (см. рис. 1). Частица за время dt передвинется на отрезок $\mathbf{V}dt$. Она пересечет площадку $d\mathbf{S}$, если в момент t находилась на расстоянии $-\lambda \mathbf{V} dt$ ($0 < \lambda < 1$) от одной из точек этой площадки или, что тоже, если она была в момент t в примыкающей к площадке $d\mathbf{S}$ области объемом $dq = \mathbf{V} d\mathbf{S} dt$. Вероятность этого, согласно (1.2), будет $dP_{d\mathbf{S}} = a^2 \mathbf{V} d\mathbf{S} dt$.

Таким образом, $dP_{d\mathbf{S}}$ — вероятность пересечения частицей площадки $d\mathbf{S}$ за отрезок времени $t, t + dt$. При $\mathbf{V}d\mathbf{S} < 0$ частица будет пересекать площадку $d\mathbf{S}$ в обратном направлении, и в этом случае $dP_{d\mathbf{S}_1}$ будет отрицательно.

Возьмем некоторый объем q , ограниченный замкнутой поверхностью S . Вероятность того, что частица выйдет из этого объема, т. е. пересечет поверхность S за время $t, t + dt$ будет, в соответствии с теоремой Гаусса–Остроградского,

$$P_- = dt \oint_S a^2 \mathbf{V} d\mathbf{S} = dt \int_q \nabla \cdot (a^2 \mathbf{V}) dq.$$

Вероятность того, что частица в момент t была в объеме q , согласно (1.2) равна

$$P_t = \int_q a^2 dq.$$

Вероятность того, что частица в момент $t + dt$ останется в объеме q равна

$$P_{t+dt} = \int_q \left(a + \frac{\partial a}{\partial t} dt \right)^2 dq = \int_q \left(a^2 + 2a \frac{\partial a}{\partial t} dt \right) dq.$$

Тут слагаемое с dt^2 опущено как бесконечно малая величина более высокого порядка.

Очевидно, что за событием «частица находится в объеме q в момент t » обязательно последует одно из двух событий: «частица останется в объеме q в момент $t + dt$ » или «частица выйдет из области q за время $t, t + dt$ ». Поэтому

$$P_t = P_{t+dt} + P_-$$

или

$$P_{t+dt} - P_t = -P_-.$$

Из этого равенства находим

$$\int_q \frac{\partial a^2}{\partial t} dq = - \int_q \nabla(a^2 \mathbf{V}) dq,$$

и т. к. это равенство должно быть справедливо для любого q , то

$$\frac{\partial a^2}{\partial t} = -\nabla(a^2 \mathbf{V}). \quad (1.5)$$

Теперь посмотрим, чему должна равняться величина $\frac{\partial a^2}{\partial t}$, исходя из уравнения Шредингера (1.3). Для этого подставим в него значение $\psi(\mathbf{r}, t)$ из (1.1). Получим

$$i\hbar \left(\frac{\partial a}{\partial t} + ia \frac{\partial \beta}{\partial t} \right) e^{i\beta} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\nabla^2 a + 2i(\nabla a)(\nabla \beta) + ia\nabla^2 \beta - \alpha(\nabla \beta)^2 \right] e^{i\beta} + Uae^{i\beta}. \quad (1.66)$$

Сокращая обе части уравнения на $\hbar e^{i\beta}$ и приравнивая мнимые части, получим

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2m} [2(\nabla a)(\nabla \beta) + a\nabla^2 \beta].$$

Далее, умножая обе части на $2a$ и преобразовывая, получим

$$2a \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial a^2}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2m} [4a(\nabla a)(\nabla \beta) + 2a^2 \nabla^2 \beta], \quad (1.6a)$$

или

$$\frac{\partial a^2}{\partial t} = -\frac{\hbar}{m} \nabla(a^2 \nabla \beta). \quad (1.6)$$

Приравнивая действительные части и сокращая на $ae^{i\beta}$, получим

$$-\hbar \frac{\partial \beta}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[-\frac{\nabla^2 a}{a} + (\nabla \beta)^2 \right] + U. \quad (1.7)$$

Мы видим, что уравнения (1.6) и (1.5) будут совпадать, если принять

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta(\mathbf{r}, t). \quad (1.8)$$

Таким образом, если частица в момент времени t оказалась в точке с радиус-вектором \mathbf{r} , то ее скорость, для того чтобы удовлетворялось уравнение Шредингера и соотношение (1.2), должна соответствовать уравнению (1.8).

1.3. Силы в нерелятивистской модельной квантовой механике

Найдем теперь силы, которые должны действовать на частицу, чтобы она имела эти скорости. Для этого определим из полученных скоростей ускорение частицы. Ускорение и скорость, при движении частицы по некоторой траектории, когда надо учитывать изменение $V(\mathbf{r}, t)$ за счет \mathbf{r} и t будут, как известно, связаны уравнением (см. приложение 1)

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{2} \nabla(\mathbf{V}^2) - \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V}) + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}. \quad (1.9)$$

Согласно уравнению (1.8), скорость \mathbf{V} является градиентом, поэтому векторное произведение $\nabla \times \mathbf{V} = 0$, и значит

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{2} \nabla(\mathbf{V}^2) + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}. \quad (1.10)$$

Обратим внимание на разницу между $\frac{d\mathbf{V}}{dt}$ и $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}$. Производная $\frac{d\mathbf{V}}{dt}$ — это ускорение частицы при ее движении по траектории, в то время как $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}$ — это частная производная $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ по времени, когда \mathbf{r} считается постоянным.

Если принять, что движение частицы подчиняется закону Ньютона, то для возникновения ускорения на нее должна подействовать сила

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{m}{2} \nabla(\mathbf{V}^2) + m \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}, \quad (1.11)$$

или, учитывая (1.8), получим

$$\mathbf{F} = \frac{m}{2} \nabla \left(\frac{\hbar^2}{m^2} (\nabla \beta)^2 \right) + m \frac{\hbar}{m} \frac{\partial \nabla \beta}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla (\nabla \beta)^2 + \hbar \frac{\partial}{\partial t} \nabla \beta. \quad (1.12)$$

Выражение, стоящее в правой части (1.12), можно также получить из равенства (1.7). Действительно, если взять градиент от правой и левой частей равенства (1.7), получим

$$-\hbar \frac{\partial \nabla \beta}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[-\nabla \frac{\nabla^2 a}{a} + \nabla (\nabla \beta)^2 \right] + \nabla U,$$

или

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla (\nabla \beta)^2 + \hbar \frac{\partial}{\partial t} \nabla \beta = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla \frac{\nabla^2 a}{a} - \nabla U.$$

Принимая это во внимание, выражение (1.12) можно переписать так:

$$\mathbf{F} = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla \frac{\nabla^2 a}{a} - \nabla U = \mathbf{F}_q + \mathbf{F}_0 = m \frac{d\mathbf{V}}{dt}. \quad (1.13)$$

Здесь

$$\mathbf{F}_0 = -\nabla U, \quad (1.14)$$

в соответствии с условием (1.4), сила внешнего поля, действующая на частицу

$$\mathbf{F}_q = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla \frac{\nabla^2 a}{a} \quad (1.15)$$

— добавочная сила, которая должна действовать на частицу для того, чтобы она перемещалась так, как этого требует уравнение Шредингера, и, значит, было бы совпадение с экспериментами. Эта сила определяется модулем волновой функции $a(\mathbf{r}, t)$.

1.4. Модель малой частицы в нерелятивистской модельной квантовой механике

На основании сказанного предлагается следующая модель малой частицы. Модель частицы состоит из совокупности некоторого объемного образования в виде скалярного поля $a^2(\mathbf{r}, t)$, равного квадрату модуля волновой функции (1.1), и движущейся в нем точечной частицы. Поле модели назовем квазиполем, точечную частицу — Т-частицей, а совокупность квазиполя и Т-частицы — квантомоном.

Динамика квазиполя определяется уравнением Шредингера (1.3). Движение Т-частицы подчиняется закону Ньютона (1.13), т. е. она движется как точечная частица в классической механике под действием суммы двух сил: классической — F_0 (1.14) и квантовой — F_q (1.15). Наличие силы F_q обуславливает отличие квантовой механики от классической.

В случае, когда силой F_q можно пренебречь по сравнению с внешними силами F_0 , действуют законы классической механики. Вероятность того, что частица будет находиться в малом объеме dq , содержащем конец радиус-вектора \mathbf{r} , в момент t дается выражением (1.2). Скорость Т-частицы в этом случае будет определяться выражением (1.8). При повторении в точности одного и того же эксперимента волновая функция, а значит и квазиполе, будут повторяться, но Т-частица будет занимать разные положения с вероятностью, даваемой выражением

(1.2), и, соответственно, для разных положений Т-частицы ее скорость будет определяться выражением (1.8). В уравнение Шредингера положение Т-частицы не входит, таким образом, она на свое квазиполе не действует. Т-частица может иметь электромагнитные и другие поля и действовать с помощью внешних сил на другие элементарные частицы.

Мы рассмотрели случай, когда элементарная частица имеет одну волновую функцию. Это так называемый чистый случай. Может быть и более сложная ситуация, когда элементарная частица может иметь одну из нескольких волновых функций $\psi_1(\mathbf{r}, t)$, $\psi_2(\mathbf{r}, t)$, ..., $\psi_n(\mathbf{r}, t)$ с вероятностями P_1, P_2, \dots, P_n . Это будет так называемый смешанный случай, когда надо рассматривать ситуацию с каждой волновой функцией отдельно и затем складывать результаты с учетом вероятностей P_1, P_2, \dots, P_n .

Нерелятивистскую квантовую механику можно построить, декларируя предложенную модель элементарной частицы, сославшись на то, что она не противоречит опытам, и выводя все остальное, включая уравнение Шредингера, логическими построениями из нее.

ГЛАВА 2

Квазиполе

2.1. Рассмотрим подробнее свойства квазиполя. В соответствии с (1.2), вероятность того, что Т-частца будет находиться в момент t в некоторой области q , будет

$$P_q(t) = \int_q a^2(\mathbf{r}, t) dq, \quad (2.1)$$

где интеграл берется по этой области. Будем называть $a^2(\mathbf{r}, t)$ **плотностью** квазиполя в точке \mathbf{r} в момент t , а величину интеграла (2.1) — **количеством** квазиполя в объеме q . Тогда будет справедливо положение: вероятность нахождении Т-частицы в некоторой области равна количеству квазиполя в ней.

Квазиполе, которое можно представить как некоторый газ или сжимаемую жидкость с плотностью $a^2(\mathbf{r}, t)$, не возникает со временем и не исчезает, а только перемещается со скоростью $V(\mathbf{r}, t)$. При этих условиях для квазиполя должно выполняться соотношение

$$dt \frac{\partial}{\partial t} \int_q a^2 dq = -dt \oint_S a^2 \mathbf{V} dS. \quad (2.2)$$

Левый интеграл в (2.2) берется по некоторой области q , правый — по замкнутой поверхности S , охватывающей эту область. За время dt количество квазиполя в области q уменьшится на величину левой части выражения (2.2). Это уменьшение произойдет только за счет того, что

поле выйдет через поверхность S . Через элемент этой поверхности $d\mathbf{S}$ за время dt выйдет количество квазиполя, равное $a^2 \mathbf{V} d\mathbf{S} dt$, а через всю поверхность выйдет количество квазиполя, равное правой части равенства (2.2).

2.2. Найдем далее, какова должна быть скорость движения квазиполя $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$, чтобы выполнялось и соотношение (2.2), и условие того, что плотность квазиполя $a^2(\mathbf{r}, t)$ соответствует волновой функции $\psi(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}, t)e^{i\beta(\mathbf{r}, t)}$, которая является решением уравнения Шредингера. Для этого воспользуемся теоремой из Приложения 2, полагая в выражении (П 2.3)

$$\psi_1 = \psi_2 = ae^{i\beta}.$$

Тогда, с учетом того, что $\nabla\psi_{1,2} = (\nabla a)e^{i\beta} + i(\nabla\beta)ae^{i\beta}$, получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_q ae^{i\beta} ae^{-i\beta} dq = i \frac{\hbar}{2m} \oint_S \{ ae^{-i\beta} [(\nabla a)e^{i\beta} + i(\nabla\beta)ae^{i\beta}] - \\ - ae^{i\beta} [(\nabla a)e^{-i\beta} - i(\nabla\beta)ae^{-i\beta}] \} d\mathbf{S}. \end{aligned}$$

Проведя упрощение, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_q a^2 dq = -\frac{\hbar}{m} \oint_S (\nabla\beta) a^2 d\mathbf{S}.$$

Сравнивая это выражение с (2.2), видим, что оно будет совпадать с ним, если принять скорость движения квазиполя равной

$$\mathbf{V}(r, t) = \frac{\hbar}{m} \nabla\beta(r, t). \quad (2.3)$$

Таким образом, можно в модели принять, что *квазиполе не может исчезать и появляться, а только перемещаться со скоростью, даваемой выражением (2.3)*.

Если взять в качестве области интегрирования все пространство, охватываемое квазиполем, где $a \neq 0$, то интеграл правой части выражения (2.2) будет равен нулю, т.к. в этом случае на поверхности S $a = 0$.

Таким образом, полное количество квазиполя элементарной частицы всегда постоянно. Это количество будет равно вероятности того, что Т-частица находится где-то в квазиполе, а эта вероятность равна единице. Отсюда следует, что *полное «количество» квазиполя элементарной частицы всегда равно единице, т. е. интеграл (2.1), если его взять по всему полю, должен быть равен единице*:

$$\int_Q a^2(\mathbf{r}, t) dq = 1. \quad (2.4)$$

Здесь и далее индекс Q у интеграла означает, что интегрирование производится по всему пространству, где $a^2 \neq 0$.

2.3. Сравнивая выражения (2.3) и (1.8), видим, что *скорость движения Т-частицы равна скорости движения квазиполя в той точке, где находится Т-частица, т. е. она увлекается квазиполем и движется вместе с ним.*

Поскольку скорости квазиполя и Т-частицы равны, то должны быть равны и их ускорения. Поэтому элемент поля, двигаясь по некоторой траектории, будет иметь ускорение, в соответствии с (1.13) равное

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\hbar^2}{2m^2} \nabla \frac{\nabla^2 a}{a} - \frac{1}{m} \nabla U_0. \quad (2.5)$$

Второе слагаемое правой части этого уравнения определяется внешними силами, первое — силами самого поля. Оно зависит от плотности поля и его производных в точке нахождения частицы — от параметра $\frac{\nabla^2 a}{a}$, который у нас далее будет часто встречаться. Поэтому рассмотрим его подробнее.

2.4. Поместим начало координат в интересующую нас точку. Представим a рядом Тейлора, ограничив область рассмотрения так, чтобы было достаточно квадратичных членов. Будем иметь

$$a(x, y, z) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} x^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} y^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} z^2 + \frac{\partial^2 a}{\partial x \partial y} xy + \frac{\partial^2 a}{\partial y \partial z} yz + \\ + \frac{\partial^2 a}{\partial z \partial x} zx + \frac{\partial a}{\partial x} x + \frac{\partial a}{\partial y} y + \frac{\partial a}{\partial z} z + a,$$

где производные и функция a берутся в точке $(0,0,0)$. Найдем среднее значение a на расстоянии δ от точки $(0,0,0)$, подразумевая под этим величину

$$\langle a_\delta \rangle = \frac{1}{6} [a(\delta, 0, 0) + a(-\delta, 0, 0) + a(0, \delta, 0) + a(0, -\delta, 0) + \\ + a(0, 0, \delta) + a(0, 0, -\delta)].$$

Имеем

$$a(\delta, 0, 0) + a(-\delta, 0, 0) = \\ = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} \delta^2 + \frac{\partial a}{\partial x} \delta + a + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} \delta^2 - \frac{\partial a}{\partial x} \delta + a = \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} \delta^2 + 2a.$$

Аналогично и для $a(0, \delta, 0) + a(0, -\delta, 0)$ и $a(0, 0, \delta) + a(0, 0, -\delta)$. Подставив эти выражения в $\langle a_\delta \rangle$, получим

$$\langle a_\delta \rangle = \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} \right) \delta^2 + a = \frac{1}{6} \delta^2 \nabla^2 a + a.$$

Откуда

$$\frac{\nabla^2 a}{a} = 6 \frac{\langle a_\delta \rangle - a}{a \delta^2}. \quad (2.6)$$

Таким образом, величина (2.6) показывает, насколько поле в центре меньше, чем в ближайшем окружении. Эту величину будем называть **разреженностью** квазиполя.

Отметим, что разреженность не зависит от интенсивности поля. Она также не зависит от поворота осей координат, т.к. $\nabla^2 a$, как известно, от него не зависит.

В (2.5) первое слагаемое в выражении для ускорения квазиполя и Т-частицы направлены по градиенту разреженности квазиполя в направлении большей разреженности и пропорциональны этому градиенту. Поэтому квазиполе будет стремиться двигаться так, чтобы разреженность уменьшить и сделать ее равномерно распределенной по пространству.

Поскольку скорости движения элементов квазиполя определяются в соответствии с (1.8) градиентом от скаляра β , то $\text{rot} \mathbf{V} = 0$, т.е. квазиполе не должно иметь вихрей.

2.5. Как уже говорилось, состояние элементарной частицы полностью определяется ее волновой функцией (1.1). Она также полностью определяет и параметры квазиполя: его плотность a^2 и скорость движения $\mathbf{V} = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta$. Но обратно, зная только плотность и скорость движения квазиполя, нельзя полностью определить волновую функцию. Действительно, при этом мы будем знать только модуль волновой функции и градиент ее аргумента в соответствии с (1.8), т.е. производные аргумента по координатам. При этом можно к аргументу добавить еще произвольную функцию времени, не зависящую от координат, при этом градиент не изменится.

Чтобы найти β , надо еще знать производную $\frac{\partial \beta}{\partial t}$. Ее можно найти из уравнения (1.7), зная U , поскольку волновая функция должна удовлетворять уравнению Шредингера. Тогда получим

$$\beta(\mathbf{r}, t) = \beta(\mathbf{r}_0, t_0) + \int_{t_0}^t \frac{\partial \beta(\mathbf{r}_0, t)}{\partial t} dt + \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}} \nabla \beta(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}. \quad (2.7)$$

Таким образом, квазиполе совместно с U определяют волновую функцию с точностью до постоянной $\beta(\mathbf{r}_0, t_0)$, которая на состоянии квантона не оказывается.

Так же как не всякая комплексная функция может быть волновой — она должна удовлетворять уравнению Шредингера, так и не всякое поле $a^2(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ могут представлять квазиполе — они должны соответствовать некоторой волновой функции.

2.6. Если в уравнение Шредингера (1.3) подставить волновую функцию $\psi(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}, t) e^{i\beta(\mathbf{r}, t)}$ и учсть соотношение для скорости квазиполя (2.3), то выражения для мнимой (1.6) и действительной (1.7) частей уравнения Шредингера приобретают простой физический смысл. Действительно, с учетом (2.3) соотношение (1.6) переходит

дит в

$$\frac{\partial a^2}{\partial t} = -\nabla(a^2 \mathbf{V}), \quad (2.8)$$

а соотношение (1.7), если взять градиент от обеих его частей, переходит в

$$-m \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla \frac{\nabla^2 a}{a} + \frac{m}{2} \nabla V^2 + \nabla U. \quad (2.9)$$

Уравнение (2.8) равносильно уравнению (2.2) и говорит о том, что квазиполе не может возникать и исчезать, а только перемещаться. Уравнение (2.9), с учетом (2.3) и (1.10), будет эквивалентно уравнению (2.5), т. е. тому положению, что ускорение элементов квазиполя равно сумме сил — внешней и силе самого квазиполя, деленной на массу частицы. Таким образом, уранение Шредингера для квазиполя соответствует уравнению газодинамики, с той разницей, что сила, с которой квазиполе действует на самого себя и которую мы обозначили \mathbf{F}_q , в корне отличается от аналогичной силы в газодинамике.

ГЛАВА 3

Частица в свободном пространстве

3.1. Вначале рассмотрим простейший случай. Пусть в некоторой ограниченной области пространства волновая функция имеет следующий вид:

$$\psi = ae^{i(ct+\mathbf{b}\mathbf{r})},$$

где a , b и c — постоянные. Определим, каким условиям должны удовлетворять эти постоянные, чтобы волновая функция ψ удовлетворяла уравнению Шредингера, и какому физическому процессу она соответствует. Для этого подставим ψ в (1.3), считая $U = 0$. Получим $-\hbar c \psi = -\frac{\hbar^2}{2m} b^2 \psi$, откуда должно быть $c = -\frac{\hbar}{2m} b^2$. В соответствии с (1.8), скорость движения Т-частицы и элементов квазиполя в этой области будет $\mathbf{V} = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta = \frac{\hbar}{m} \mathbf{b}$, поэтому $b = \frac{m}{\hbar} \mathbf{V}$. Таким образом,

$$\psi = ae^{-i \frac{m}{2\hbar} (V^2 t - \mathbf{V} \cdot \mathbf{r})} = ae^{-i \left(\frac{E}{\hbar} t - \frac{m}{\hbar} \mathbf{V} \cdot \mathbf{r} \right)}, \quad (3.1a)$$

где $E = mV^2/2$ — кинетическая энергия частицы.

Волновая функция (3.1a) соответствует участку квазиполя, движущемуся с постоянной скоростью \mathbf{V} и постоянной плотностью a^2 .

3.2. Рассмотрим далее более сложный случай, когда на частицу также не действуют никакие внешние силы, т. е. $U = 0$. В качестве примера возьмем частицу с волновой функцией

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\pi^{3/4} r_0^{3/2} (1 + i\tau)^{3/2}} \exp \left[-\frac{r^2}{2(1 + i\tau)r_0^2} \right] = ae^{i\beta}, \quad (3.1)$$

где r_0 — некоторый параметр размерности длины, $\tau = \frac{\hbar}{mr_0^2} t$ — приведенное время.

Как можно убедиться, подставляя (3.1) в (1.3), эта волновая функция удовлетворяет уравнению Шредингера и условию нормировки (2.4).

Из (3.1) следует, что плотность вероятности квазиполя будет

$$a^2 = \psi^* \psi = \frac{1}{\pi^{3/2} r_0^3 (1 + \tau^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{r^2}{(1 + \tau^2) r_0^2} \right] = \frac{1}{\pi^{3/2} R^3} \exp \left(-\frac{r^2}{R^2} \right), \quad (3.2)$$

где $R = r_0 \sqrt{(1 + \tau^2)}$.

Аргумент волновой функции

$$\beta = -\frac{3}{2} \operatorname{arctg} \tau + \frac{\tau}{1 + \tau^2} \frac{r^2}{2r_0^2}. \quad (3.3)$$

Таким образом, квазиполе имеет в данном случае максимальную плотность в начале координат. Эта плотность убывает одинаково во все стороны, сначала медленно, а затем быстро по мере роста r . Зависимость a^2 от r в обобщенной форме приведена на рис. 3.1. При изменении τ форма квазиполя не меняется, оно только расплывается и уменьшается в соответствии с условием, выведенным выше.

3.3. Определим вероятность P_b того, что Т-частица будет находиться в сфере радиуса r_b с центром в начале координат. Эта вероятность, согласно (1.2), будет

$$\begin{aligned} P_b &= \int_0^{r_b} a^2 dq = \int_0^{r_b} a^2 4\pi r^2 dr = \frac{4}{\pi^{1/2}} \int_0^{r_b} \frac{\exp(-r^2/R^2) r^2}{R^3} dr = \\ &= \frac{4}{\pi^{1/2}} \int_0^u \rho^2 e^{-\rho^2} d\rho = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\int_0^u e^{-\rho^2} d\rho - ue^{-u^2} \right), \end{aligned} \quad (3.4)$$

где $\rho = r/R$, $u = r_b/R$.

Интеграл в выражении (3.4) не берется, его значения приведены в справочниках. Зависимость P_b от u приведена на рис. 3.2 и дается в табл. 3.1.

Таблица 3.1

u	P_b
1	0,475
2	0,954
3	0,99943
4	0,9999993

Назовем R **условным радиусом** квазиполя. В соответствии с табл. 3.1 в сфере с радиусом $r_b = R$ и центром в начале координат вероятность нахождения Т-частицы будет равна 0,475. В сфере с $r_b = 2R - 0,954$ и т. д. При $\tau = 0$ условный радиус $R = r_0$, при $\tau \gg 1$ будем иметь $R \cong r_0\tau$.

3.4. Рассмотрим траекторию движения Т-частицы. Скорость Т-частицы определяется выражением (1.8). Учитывая (3.3) и принимая во внимание, что $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, будем иметь

$$\frac{\partial \beta}{\partial x} = \frac{\tau}{1 + \tau^2} \frac{2x}{2r_0^2}.$$

Аналогичные выражения будут и для $\frac{\partial \beta}{\partial y}$ и $\frac{\partial \beta}{\partial z}$. Поэтому

$$\nabla \beta = \frac{\tau}{1 + \tau^2} \frac{\mathbf{r}}{r_0^2}.$$

Скорость движения Т-частицы, если она будет находиться в точке \mathbf{r} в момент τ , будет, согласно (1.8),

$$\mathbf{V}_p = \frac{\hbar}{m} \frac{\tau}{1 + \tau^2} \frac{\mathbf{r}}{r_0^2}. \quad (3.5)$$

Таким образом, скорость будет направлена по радиус-вектору и будет тем больше, чем дальше от центра находится Т-частица.

Вначале, при $\tau = 0$, скорость будет равна нулю, затем, при постоянном значении r , она будет увеличиваться с ростом τ и достигнет максимума при $\tau = 1$, после чего будет уменьшаться, стремясь к нулю.

3.5. Найдем траекторию движения Т-частицы. Имеем

$$V_p = \frac{dr}{dt} = \frac{\hbar}{m} \frac{\tau}{1 + \tau^2} \frac{r}{r_0^2}.$$

Разделяя переменные и учитывая, что, согласно (3.1), $dt = \frac{mr_0^2}{\hbar} d\tau$, получаем

$$\frac{dr}{r} = \frac{\hbar}{m} \frac{\tau}{1 + \tau^2} \frac{1}{r_0^2} \frac{mr_0^2}{\hbar} d\tau = \frac{\tau}{1 + \tau^2} d\tau.$$

Интегрируя левую и правую части этого выражения, получим $\ln r = \frac{1}{2} \ln(1 + \tau^2) + C$, где C — постоянная интегрирования, или $r = e^C \sqrt{1 + \tau^2}$. При $\tau = 0$ $r = e^C$. Обозначим это значение через r_{00} . Тогда

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{00} \sqrt{1 + \tau^2}. \quad (3.6)$$

Таким образом, Т-частица из начального положения \mathbf{r}_{00} движется по радиус-вектору в сторону от начала координат. Зависимость скорости от времени получим, подставив (3.6) в (3.5). Она будет

$$\mathbf{V}_p = \frac{\hbar}{m} \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2}} \frac{\mathbf{r}_{00}}{r_{00}^2}. \quad (3.7)$$

При отрицательном времени r будет уменьшаться с ростом τ , и Т-частица будет приближаться к началу координат, затем она остановится при $\tau = 0$ и далее, сменив направление скорости, Т-частица будет удаляться по тому же пути от центра.

Если $r_{00} = r_0$, то Т-частица будет находиться, в соответствии с (3.2) и (3.6), на сфере с условным радиусом квазиполя и все время оставаться на ней. Если $r_{00} < r_0$, то Т-частица все время будет находиться внутри этой сферы и наоборот.

В отличие от стандартной квантовой механики, мы получили траекторию движения. Действительно, задав одну из точек траектории, например, положение Т-частицы в момент $t = 0$, мы получим и всю траекторию. Поскольку, в соответствии с выражением (1.2), положение частицы мы знаем вероятностно, то траекторию мы также будем знать вероятностно. Знание траектории, хотя и вероятностное, повышает наглядность.

3.6. Рассмотренные выше движения квазиполя и Т-частицы вызываются только силами квазиполя, поскольку внешние силы, по условию, отсутствуют. Силы квазиполя определяются выражением (1.15) и зависят только от a . Найдем их. Величину a можно, на основании (3.2), представить так:

$$a = B \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right),$$

где B — некоторый коэффициент, не зависящий от r . Далее

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial x} &= B\left(-\frac{2x}{2R^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right) = -B \frac{x}{R^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right), \\ \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} &= B\left(-\frac{1}{R^2} + \frac{x^2}{R^4}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right). \end{aligned}$$

Аналогичные выражения получим и для $\frac{\partial a}{\partial y}$, $\frac{\partial^2 a}{\partial y^2}$, $\frac{\partial a}{\partial z}$, $\frac{\partial^2 a}{\partial z^2}$. Поэтому

$$\nabla^2 a = \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} = B\left(-\frac{3}{R^2} + \frac{r^2}{R^4}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right)$$

и

$$\frac{\nabla^2 a}{a} = -\frac{3}{R^2} + \frac{r^2}{R^4}. \quad (3.8)$$

Таким образом, разряженность квазиполя будет увеличиваться по мере удаления от начала. Найдем градиент разряженности

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\nabla^2 a}{a} = \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{3}{R^2} + \frac{r^2}{R^4}\right) = \frac{2x}{R^4}. \quad (3.9)$$

Аналогичные производные будем иметь и по другим осям. Поэтому

$$\nabla \frac{\nabla^2 a}{a} = \frac{2\mathbf{r}}{R^4},$$

и сила, действующая на Т-частицу, в соответствии с (1.15) будет

$$\mathbf{F}_q = \frac{\hbar^2}{m} \frac{\mathbf{r}}{R^4} = \frac{\hbar^2}{m} \frac{\mathbf{r}}{r_0^4 (1 + \tau^2)^2}. \quad (3.10)$$

Как видно, эта сила направлена по \mathbf{r} , растет с увеличением r и обратно пропорциональна четвертой степени условного радиуса квазиполя R . При $\tau = 0$ сила максимальна, Т-частица получает наибольшее ускорение и начинает двигаться по направлению радиус-вектора. Затем, с ростом τ , сила быстро уменьшается, а Т-частица продолжает двигаться по инерции со скоростью, даваемой выражением (3.7).

3.7. В качестве численного примера возьмем электрон, являющийся типично малой частицей с массой $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Пусть электрон находится в свободном пространстве без внешних полей и имеет волновую функцию (3.1). Пусть при $\tau = 0$ он находится в точке $\mathbf{r}_{00} = \mathbf{r}_0$ и $r_0 = 5 \cdot 10^{-11}$ м, т. е. r_0 равен, примерно, радиусу атома. Тогда под действием сил квазиполя электрон, в соответствии с (3.6), в момент t будет находиться в точке

$$\begin{aligned} r = r_{00} \sqrt{1 + \tau^2} &= r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\hbar}{mr_0^2} t \right)^2} = \\ &= 5 \cdot 10^{-11} \sqrt{1 + (4,6 \cdot 10^{16} t)^2} \approx 2,3 \cdot 10^6 t, \text{ м.} \end{aligned}$$

Тут было принято $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж · с.

Условный радиус квазиполя R будет меняться согласно (3.2). Через одну микросекунду Т-частица окажется на расстоянии 2,3 м от центра. Этой же величине будет равняться условный радиус квазиполя.

Скорость движения электрона задается выражением (3.7) и будет при $t \gg \frac{1}{4,6 \cdot 10^{16}}$ равна $V = \frac{\hbar}{mr_0^2} = 2,3 \cdot 10^6$ м/с.

Обычно о скорости электрона судят по его кинетической энергии, выраженной в электронвольтах. Полученная скорость соответствует приблизительно 15 эВ.

3.8. Поскольку у нас нет внешних сил, то движение электрона будет вызываться только силой квазиполя, определяемой выражением (3.10). При $r = R = 5 \cdot 10^{-11}$ м на электрон действует сила квазиполя, равная $F_q = \frac{\hbar^2 r}{m R^4} = 9,7 \cdot 10^{-8}$ Н.

Силы, действующие на электрон, привычней выражать через напряженность электрического поля, вызывающего эти силы. Полученная сила квазиполя соответствует напряженности электрического поля $E = \frac{F_q}{q_e} = 6,1 \cdot 10^{11}$ В/м, где $q_e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона. Для сравнения, напряженность электрического поля E на расстоянии $5 \cdot 10^{-11}$ м от ядра атома водорода составляет $E = 5,8 \cdot 10^{11}$ В/м, т. е. того же порядка, что и приведенная выше напряженность электрического поля, соответствующая силе квазиполя.

3.9. Через некоторое время расстояние электрона от начала координат увеличится, во столько же раз увеличится и условный радиус квазиполя R . Рассмотрим момент времени, когда они увеличатся в 10^5 раз, т. е. станут равными 5 микронам. Это произойдет через $\frac{5 \cdot 10^{-6}}{2,3 \cdot 10^6} = 2,2 \times 10^{-12}$ с. При этом сила квазиполя уменьшится в 10^{15} раз и будет соответствовать электрическому полю $6,1 \cdot 10^{-4}$ В/м. Это поле много меньше, чем поле, с которым мы имеем дело в наших приборах, и с ним можно не считаться. В случае, когда электрон окажется существенно за пределами сферы с условным радиусом квазиполя, сила может быть много больше, но нахождение там электрона маловероятно. Таким образом, в дальнейшем, когда условный радиус квазиполя станет равным нескольким микронам, с квазиполем можно будет не считаться.

3.10. В развитие сказанного рассмотрим еще случай, когда волновая функция в движущейся системе координат имеет форму (3.1), и эта система координат движется относительно неподвижной системы с постоянной скоростью \mathbf{V}_0 . Тогда в неподвижной системе движение волновой функции будет соответствовать рис. 3.1. На этом рисунке показана последовательность условных сфер для моментов $\tau = -4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$. Эта сфера сначала стягивается равномерно. Потом под действием сил квазиполя скорость стягивания замедляется. При $\tau = 0$ радиус условной сферы становится равным r_0 и стягивание прекращается. С ростом τ сфера начинает расширяться, сначала медленно, а потом быстрее и, наконец, равномерно. Одновременно сфера смещается вправо с постоянной скоростью \mathbf{V}_0 .

Волновая функция в неподвижной системе, согласно приложению 3, будет удовлетворять уравнению Шредингера с $U_2 = 0$ в соответствии с формулой (П3.27), поскольку в данном случае $U_1 = 0$ и $\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = 0$, следовательно, она будет соответствовать частице, находящейся в свободном пространстве без внешних сил.

При повторении опыта волновая функция будет повторять описанную картину. Т-частица будет появляться каждый раз в новом месте с вероятностью, даваемой выражением (1.2). Буквами $a_{-4}, a_{-3}, a_{-2}, a_0, a_1, a_2, \dots$ и $b_{-4}, b_{-3}, b_{-2}, b_{-1}, b_0, b_1, b_2, \dots$ на рис. 3.1 показаны две возможные траектории Т-частицы.

Рассмотренный случай соответствует случаю фокусировки в электронном микроскопе, когда Т-частицы фокусируются в сфере, отмеченной $\tau = 0$.

По механике Ньютона траектории частиц при фокусировке должны были бы пройти через одну точку. По модельной квантовой механике это не так из-за расталкивающего действия сил квазиполя. Область фокусировки, размер которой определяется радиусом r_0 условной сферы при $\tau = 0$, может быть достаточно малой в том случае, если ради-

альные скорости элементов квазиполя в подвижной системе координат достаточно велики. Согласно формуле (3.5), при $-\tau \ll -1$ они должны быть

$$V = \frac{\hbar}{m} \frac{\tau}{1 + \tau^2} \frac{R}{r_0^2} = \frac{\hbar}{m} \frac{\tau}{1 + \tau^2} \frac{r_0 \sqrt{1 + \tau^2}}{r_0^2} \rightarrow \frac{\hbar}{mr_0}, \quad (3.10a)$$

при $\tau \rightarrow -\infty$.

3.11. Рассмотрим случай, когда поверхности одинаковой плотности квазиполя a^2 являются эллипсоидами. Сначала докажем теорему.

Теорема. Если $\psi(x, y, z, t) = \psi_x(x, t)\psi_y(y, t)\psi_z(z, t)$ и $\psi_x(x, t)$, $\psi_y(y, t)$, $\psi_z(z, t)$ удовлетворяют одномерным уравнениям Шредингера

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi_x}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x^2} + \psi_x U_x(x, t), \\ i\hbar \frac{\partial \psi_y}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial y^2} + \psi_y U_y(y, t), \\ i\hbar \frac{\partial \psi_z}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial z^2} + \psi_z U_z(z, t), \end{aligned} \quad (3.11)$$

то $\psi(x, y, z, t)$ будет удовлетворять уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + \psi (U_x + U_y + U_z). \quad (3.12)$$

Доказательство теоремы.

Действительно,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial t} &= \frac{\partial \psi_x}{\partial t} \frac{\psi}{\psi_x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial t} \frac{\psi}{\psi_y} + \frac{\partial \psi_z}{\partial t} \frac{\psi}{\psi_z}, \\ \nabla^2 \psi &= \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x^2} \frac{\psi}{\psi_x} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial y^2} \frac{\psi}{\psi_y} + \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial z^2} \frac{\psi}{\psi_z}. \end{aligned}$$

Подставляя эти значения в (1.3) и деля эти уравнения на ψ , получим

$$\begin{aligned} i\hbar \left(\frac{\partial \psi_x}{\partial t} \frac{1}{\psi_x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial t} \frac{1}{\psi_y} + \frac{\partial \psi_z}{\partial t} \frac{1}{\psi_z} \right) &= \\ = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x^2} \frac{1}{\psi_x} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial y^2} \frac{1}{\psi_y} + \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial z^2} \frac{1}{\psi_z} \right) &+ U_x + U_y + U_z. \end{aligned}$$

Это уравнение распадается на три уравнения, содержащие переменные (x, t) , (y, t) и (z, t) . Умножая их на ψ_x , ψ_y , ψ_z соответственно, получим уравнения (3.11), которые по условию теоремы должны удовлетворяться. Поэтому уравнение (3.12) тоже должно удовлетворяться, что доказывает теорему.

3.12. Возьмем теперь

$$\psi_x = \frac{B}{\sqrt{1 + i\tau_x}} \exp \left[-\frac{x^2}{2(1 + i\tau_x)} \right] = a_x e^{i\beta_x},$$

где B — некоторая постоянная, $\tau_x = \frac{\hbar t}{mx_0^2}$,

$$a_x^2 = \frac{B^2}{\sqrt{1 + \tau_x^2}} \exp \left[-\frac{x^2}{x_0^2(1 + \tau_x^2)} \right], \quad \beta_x = -\arctg \tau_x + \frac{x^2 \tau_x}{2x_0^2(1 + \tau_x^2)}.$$

Аналогичные выражения возьмем для ψ_y и ψ_z .

Нетрудно показать, что эти функции будут удовлетворять уравнениям (3.11) при условии $U_x = U_y = U_z = 0$.

Таким образом, волновая функция $\psi = \psi_x \psi_y \psi_z = ae^{i\beta}$, где $a = a_x a_y a_z$ и $\beta = \beta_x + \beta_y + \beta_z$, будет удовлетворять уравнению Шредингера. Величина B может быть найдена из условия (2.4). После интегрирования получим $B^3 = \frac{1}{\pi^{3/4} \sqrt{x_0 y_0 z_0}}$. Откуда

$$a^2 = a_x^2 a_y^2 a_z^2 = \frac{1}{\pi^{3/2} b_x b_y b_z} \exp \left[- \left(\frac{x^2}{b_x^2} + \frac{y^2}{b_y^2} + \frac{z^2}{b_z^2} \right) \right], \quad (3.13)$$

где $b_x = x_0 \sqrt{1 + \tau_x^2}$, $b_y = y_0 \sqrt{1 + \tau_y^2}$, $b_z = z_0 \sqrt{1 + \tau_z^2}$.

В выражении (3.13) показатель экспоненты будет зависеть только от x, y, z . Если координаты будут меняться так, что этот показатель остается постоянным, значение a^2 меняться не будет. Таким образом, поверхности равной плотности квазиполя будут эллипсоиды, определяемые уравнениями

$$\frac{x^2}{b_x^2} + \frac{y^2}{b_y^2} + \frac{z^2}{b_z^2} = u^2$$

и

$$\frac{x^2}{u^2 b_x^2} + \frac{y^2}{u^2 b_y^2} + \frac{z^2}{u^2 b_z^2} = 1.$$

Полуоси эллипсоидов будут ub_x, ub_y, ub_z .

Как можно доказать, ранее выведенная формула (3.4) будет давать вероятность того, что Т-частица будет находиться в эллипсоиде с данным u . Эта вероятность будет определяться табл. 3.1. При $t = 0$ полуоси будут ux_0, uy_0, uz_0 . При большом t полуоси будут $\frac{\hbar}{m} \frac{u}{x_0} t, \frac{\hbar}{m} \frac{u}{y_0} t, \frac{\hbar}{m} \frac{u}{z_0} t$.

Таким образом, если при $t = 0$ эллипсоид был сплющен по оси x , то при больших t он будет растянут по этой оси. И наоборот. Это объясняется тем, что в первом случае сила квазиполя вдоль оси x будет больше, чем по другим осям, и поэтому составляющие скорости движения квазиполя тоже будут больше. Во втором случае — наоборот.

3.13. И, наконец, рассмотрим еще один случай, когда начальное значение волновой функции равно

$$\psi_{\Sigma}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^N c_k \psi(\mathbf{r} + \delta \mathbf{r}_k, t + \delta t_k), \quad (3.14)$$

где c_k — комплексные постоянные, $\delta \mathbf{r}_k$ и δt_k — малые величины, соизмеримые с r_0 и $\frac{mr_0^2}{\hbar}$, ψ дается выражением (3.1).

Таким образом, слагаемыми выражения (3.14) являются рассмотренные ранее функции (3.1), умноженные на постоянные величины и сдвинутые в пространстве и времени. Ясно, что этим выражением можно представить очень разнообразные функции. Поскольку уравнение Шредингера линейно и слагаемые суммы (3.14) ему удовлетворяют, эта сумма также ему будет удовлетворять.

При достаточно большом t , когда слагаемые суммы станут достаточно расплывчатыми, можно приближенно принять $\psi(\mathbf{r} + \delta \mathbf{r}_k, t + \delta t_k) \cong \psi(\mathbf{r}, t)$ и тогда будем иметь $\psi_{\Sigma}(\mathbf{r}, t) \cong \cong \left(\sum_{k=1}^N c_k \right) \psi(\mathbf{r}, t)$, т. е. волновая функция (3.14) становится функцией уже рассмотренного типа (3.1).

ГЛАВА 3

Прохождение сквозь отверстия. Интерференция

4.1. Рассмотрим прохождение частицы через отверстие в экране. Пусть к экрану Э (рис 4.1), слева направо с постоянной скоростью \mathbf{V} движется квазиполе. Пусть внешние силы отсутствуют. На рисунке показана условная граница квазиполя. Будем считать, что размеры первоначального квазиполя Ψ_1 таковы, что силами квазиполя можно пренебречь. Таким образом, можно считать, что все элементы квазиполя и Т-частица будут двигаться по направлению оси Y со скоростью \mathbf{V} . При подходе к экрану квазиполе и волновую функцию Ψ_1 можно разделить на две составляющих — цилиндрическую часть ψ_3 , которая пройдет сквозь отверстие в экране, и часть ψ_2 , которая встретится с экраном. При этом элементы квазиполя ψ_2 под действием сил атомов экрана получат различные ускорения и частично останутся в экране, а частично вылетят обратно, отразившись в левую часть пространства. То же произойдет и с Т-частицей, если она в данной реализации оказалась в области ψ_2 .

Элементы квазиполя ψ_3 пройдут сквозь отверстие и выйдут в правую часть в виде цилиндра. Внутри него первое время ничего не изменится, и элементы поля будут продолжать двигаться со скоростью \mathbf{V} . Но на боковых поверхностях цилиндра появится неоднородность (разреженность) квазиполя $\nabla^2 a/a$, градиент которой будет направлен перпендикулярно поверхности, что в соответствии с (1.15) создаст силы кавзиполя в этом направлении. В результате этого боковые границы ψ_3 будут размываться, и ψ_3 будет расплыватьсь в плоскостях Y , Z . Очень грубо можно представить, что ψ_3 получит форму

вытянутого вдоль оси X эллипсоида. В соответствии с гл. 3, он должен со временем расширяться вдоль осей Y, Z быстрее, чем вдоль оси X и через некоторое время будет выглядеть как эллипсоид, сплюснутый вдоль оси X .

Вероятность того, что при данной реализации Т-частица окажется в области ψ_3 будет $p_3 = \int \psi_3 \psi_3^* dq$, где интеграл берется по всему пространству. Как было показано в гл. 2, этот интеграл не будет меняться со временем.

Если мы ограничимся лишь теми реализациями, в которых Т-частица прошла через отверстие, то можно рассматривать только ψ_3 , и вероятность нахождения Т-частицы в этой области будет равна 1.

Можно ввести новую волновую функцию $\psi'_3 = \frac{1}{\sqrt{p_3}} \psi_3$. Она будет нормирована, то есть $\int \psi'_3 \psi'^*_3 dq = 1$, если взять интеграл по всему пространству. Если ограничиться реализациями, в которых Т-частица прошла через отверстие, то можно не обращать внимание на ψ_1 и ψ_2 и учитывать только ψ'_3 . Из-за того что волновая функция умножилась на постоянный коэффициент, физическая картина не меняется. Действительно, скорости элементов квазиполя и Т-частицы от этого не изменятся, так как они зависят только от β . Не изменятся также силы квазиполя (1.15), поскольку в них этот коэффициент сократится.

Аналогичный процесс произойдет при прохождении частицы через щель в экране. Только в этом случае, если щель идет вдоль оси Z , ψ_3 будет иметь вид короткого цилиндра с осью вдоль оси Y . После прохождения экрана силы квазиполя возникнут по градиенту $\nabla \frac{\nabla^2 a}{a}$, то есть по направлению оси Y , и цилиндр будет быстро расширяться вдоль этой оси. Тут, грубо, можно представить, что квазиполе вначале, после прохождения экрана, будет иметь вид эллипсоида, сплющенного вдоль оси Y , который потом превратится в эллипсоид, растянутый вдоль этой оси.

4.2. Рассмотрим случай, когда отдельные части квазиполя, сначала разделившись, затем снова накладываются друг на друга. Например, это будет, если в экране две близких параллельных щели (см. рис. 4.2).

В этом примере квазиполе ψ_1 , пройдя через одну щель, через некоторое время наложится на квазиполе ψ_2 , прошедшее через другую щель.

Сначала найдем в общем виде волновую функцию $\psi_1 + \psi_2$, которая будет определять процесс в зоне наложения этих функций.

Пусть $\psi_1 = a_1 e^{i\beta_1}$; $\psi_2 = a_2 e^{i\beta_2}$; $\psi_{12} = a_{12} e^{i\beta_{12}} = \psi_1 + \psi_2$.

Можно записать

$$\begin{aligned} \psi_{12} &= a_1 \cos \beta_1 + i a_1 \sin \beta_1 + a_2 \cos \beta_2 + i a_2 \sin \beta_2 = \\ &= a_{12} \cos \beta_{12} + i a_{12} \sin \beta_{12}. \end{aligned}$$

Откуда

$$\begin{aligned} a_{12}^2 &= (a_1 \cos \beta_1 + a_2 \cos \beta_2)^2 + (a_1 \sin \beta_1 + a_2 \sin \beta_2)^2 = \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\beta_1 - \beta_2) \end{aligned} \quad (4.1)$$

и

$$\beta_{12} = \operatorname{arctg} \frac{a_1 \sin \beta_1 + a_2 \sin \beta_2}{a_1 \cos \beta_1 + a_2 \cos \beta_2}. \quad (4.2)$$

Для уяснения картины рассмотрим участок пространства, на котором можно считать, что a_1 и a_2 меняются медленно, так что можно пренебречь силами квазиполя. Поскольку мы предполагаем, что внешних сил нет, то на этом участке элементы квазиполя будут двигаться с постоянными скоростями \mathbf{V}_1 и \mathbf{V}_2 .

Волновая функция для такого случая записывается выражением (3.1а).

Таким образом, будем иметь

$$\beta_1 = -\frac{m}{\hbar} (V_1^2 t - \mathbf{V}_1 \mathbf{r}), \quad \beta_2 = -\frac{m}{\hbar} (V_2^2 t - \mathbf{V}_2 \mathbf{r})$$

и

$$\beta_1 - \beta_2 = -\frac{m}{\hbar} [(V_1^2 - V_2^2) t - (\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2) \mathbf{r}].$$

В точках, где $\beta_1 - \beta_2 = 2\pi n$ и n — целое число, $a_{12}^2 = (a_1 + a_2)^2$ имеет максимальное значение, а в точках, где $\beta_1 - \beta_2 = \pi(2n + 1)$, $a_{12}^2 = (a_1 - a_2)^2$ имеет минимальное значение. При $V_1^2 = V_2^2$ положения этих точек со временем меняться не будут. При перемещении конца \mathbf{r} в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2$, значение a_{12}^2 меняться не будет. Таким образом, максимумы и минимумы a_{12}^2 будут располагаться в плоскостях, перпендикулярных $\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2$. Расстояние λ между плоскостями максимумов определяется из уравнения $\frac{m}{\hbar} |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2| \lambda = 2\pi$, откуда

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{m |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2|}. \quad (4.3)$$

В случае $V_1^2 \neq V_2^2$ плоскости минимумов и максимумов будут двигаться. Скорость этого движения \mathbf{V}_M определяется из уравнения

$$(V_1^2 - V_2^2) dt - (\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2) d\mathbf{r} = 0,$$

или

$$\mathbf{V}_M = \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{V_1^2 - V_2^2}{(\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2)^2} (\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2). \quad (4.4)$$

Правее экрана (рис. 4.2), там, где ψ_1 и ψ_2 перекрываются, элементы этих волновых функций будут иметь одинаковые составляющие скорости вдоль оси X и разные вдоль оси Y : \mathbf{V}_{y1} для ψ_1 и \mathbf{V}_{y2} для ψ_2 . Таким образом, $\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2 = \mathbf{V}_{y1} - \mathbf{V}_{y2}$. Эта разность будет направлена вдоль оси Y . Вследствие этого образуются плоскости с максимальными и минимальными значениями a_{12}^2 , которые будут перпендикулярны оси Y

и расположены друг от друга в соответствии с выражением (4.4). Будет происходить интерференция.

Таким образом, процесс, соответствующий рис. 4.2, будет происходить так: квазиполе частицы будет частично задерживаться экраном, а частично пройдет через щели в нем в виде составляющих ψ_1 и ψ_2 . Там, где эти составляющие, расширившись, наложатся друг на друга, появится интерференция, и в квазиполе появятся сгущения в плоскостях, перпендикулярных оси Y . Т-частица, она одна, либо задержится экраном, либо пройдет через верхнюю щель, либо через нижнюю. Попав в область интерференции, она будет подвержена силам квазиполя, так как в этой области они существенны. В результате появятся плоскости, где вероятность пребывания частиц максимальна и где она минимальна. Поместив в эту область фотопластинку и повторив эксперимент много раз, мы на ней получим полосы более светлые и более темные. В случае, если одну из щелей закрыть, наложения полей не будет, интерференция не произойдет и фотопластинка будет засвечена более равномерно. Этим объясняется парадокс классической квантовой механики, где остается без объяснений, почему частица чувствует закрытие щели, через которую она не пролетает.

4.3. Выясним еще значения скорости элементов квазиполя в случае наложения двух волновых функций и рассмотрим примеры некоторых траекторий Т-частиц.

Найдем из (4.2)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \beta_{12}}{\partial x} = & \frac{1}{1 + \left(\frac{a_1 \sin \beta_1 + a_2 \sin \beta_2}{a_1 \cos \beta_1 + a_2 \cos \beta_2} \right)^2} \times \\ & \times \left[\left(\frac{\partial a_1}{\partial x} \sin \beta_1 + a_1 \cos \beta_1 \frac{\partial \beta_1}{\partial x} + \frac{\partial a_2}{\partial x} \sin \beta_2 + a_2 \cos \beta_2 \frac{\partial \beta_2}{\partial x} \right) \times \right. \\ & \times (a_1 \cos \beta_1 + a_2 \cos \beta_2) - (a_1 \sin \beta_1 + a_2 \sin \beta_2) \times \\ & \times \left(\frac{\partial a_1}{\partial x} \cos \beta_1 - a_1 \sin \beta_1 \frac{\partial \beta_1}{\partial x} + \frac{\partial a_2}{\partial x} \cos \beta_2 - a_2 \sin \beta_2 \frac{\partial \beta_2}{\partial x} \right) \Big] \times \\ & \times \frac{1}{(a_1 \cos \beta_1 + a_2 \cos \beta_2)^2} = \left\{ \frac{\partial a_1}{\partial x} a_2 \sin(\beta_1 - \beta_2) + \right. \\ & + \frac{\partial a_2}{\partial x} a_1 \sin(\beta_2 - \beta_1) + \frac{\partial \beta_1}{\partial x} [a_1^2 + a_1 a_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)] + \\ & \left. + \frac{\partial \beta_2}{\partial x} [a_2^2 + a_1 a_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)] \right\} \frac{1}{a_{12}^2}. \end{aligned}$$

Для $\frac{\partial \beta_{12}}{\partial y}$ и $\frac{\partial \beta_{12}}{\partial z}$ получим аналогичные выражения. Поэтому

$$\begin{aligned} \nabla \beta_{12} = & \frac{(a_2 \nabla a_1 - a_1 \nabla a_2) \sin(\beta_1 - \beta_2)}{a_{12}^2} + \\ & + \frac{\nabla \beta_1 [a_1^2 + a_1 a_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)]}{a_{12}^2} + \frac{\nabla \beta_2 [a_2^2 + a_1 a_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)]}{a_{12}^2}. \end{aligned}$$

Отсюда для скоростей элементов квазиполя и Т-частицы, соответствующих суммарной волновой функции, в соответствии с (1.8) получим выражение

$$\mathbf{V}_{12} = \frac{\hbar(a_2 \nabla a_1 - a_1 \nabla a_2) \sin(\beta_1 - \beta_2)}{ma_{12}^2} + \\ + \mathbf{V}_1 \frac{a_1^2 + a_1 a_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)}{a_{12}^2} + \mathbf{V}_2 \frac{a_2^2 + a_1 a_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)}{a_{12}^2}, \quad (4.5)$$

где \mathbf{V}_1 — эти скорости в ψ_1 и \mathbf{V}_2 — в ψ_2 .

Как видно, выражения получаются довольно сложные. В качестве простого примера возьмем случай, когда $a_1 = a_2 = a$. В этом случае $\mathbf{V}_{12} = \mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_2$. На рис. 4.3 представлен случай, когда ψ_1 и ψ_2 являются однородными потоками элементов квазиполя, идущими со скоростями \mathbf{V}_1 и \mathbf{V}_2 , причем $V_1 = V_2$. Перейдя из области ψ_1 в область $\psi_1 + \psi_2$, элементы квазиполя будут двигаться со скоростью $\mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_2$, пока не войдут в область ψ_2 , где станут двигаться со скоростью \mathbf{V}_2 . Элементы квазиполя, идущие первоначально в области ψ_2 , по аналогичным причинам затем перейдут в область ψ_1 . Пути Т-частиц при различных реализациях показаны на рисунке, они будут следовать вместе с элементами квазиполя, в которых находятся.

На рис. 4.4 показан более сложный случай.

Следует отметить неточность рассмотренных рисунков. На них не показаны области на боковых границах потоков, где a будет меняться и действуют силы квазиполя, перпендикулярные границам, размывая их. Будем считать, что за время прохождения элементов квазиполя это размытие незначительно. Кроме того, в зонах ψ_1 и ψ_2 траектории потоков элементов квазиполя идут с равной плотностью, а в зоне $\psi_1 + \psi_2$ происходит интерференция и траектории должны собираться в интерференционные полосы. Поэтому на границе этих областей, в зоне их размытия, должен происходить излом траекторий, который на рисунках не показан.

ГЛАВА 5

Стационарные состояния

5.1. Состояние квантона, для которого $a(\mathbf{r})$, $\nabla\beta(\mathbf{r})$, $U(\mathbf{r})$ не зависят от времени, а только от \mathbf{r} , называют **стационарным**. Для этого состояния скорость движения элементов квазиполя и Т-частицы не зависит от времени, а зависит только от \mathbf{r} : $\mathbf{V}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{m} \nabla\beta$. Это состояние описывается более простыми выражениями и занимает важное место в квантовой механике.

Поскольку $\nabla\beta$ не должно зависеть от t , в этом случае можно положить $\beta(\mathbf{r}) = \beta'(\mathbf{r}) + \beta''(t)$ и считать $\beta''(0) = 0$. При этом будем

иметь $\nabla\beta(\mathbf{r}) = \nabla\beta'(\mathbf{r})$. Таким образом, волновая функция для стационарного состояния будет

$$\psi(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) e^{i[\beta'(\mathbf{r}) + \beta''(t)]} = \psi'(r) e^{i\beta''(t)}, \quad (5.1)$$

$$\psi'(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) e^{i\beta'(\mathbf{r})}. \quad (5.1a)$$

При стационарном состоянии a не зависит от t : $a = a(\mathbf{r})$. Подставляя $\psi(r, t)$ из (5.1) в уравнение Шредингера, получим

$$-\hbar \frac{\partial \beta''(t)}{\partial t} e^{i\beta''(t)} \psi'(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m} e^{i\beta''(t)} \nabla^2 \psi'(\mathbf{r}) + \psi'(\mathbf{r}) e^{i\beta''(t)} U(\mathbf{r}).$$

Сокращая на $\psi'(r) e^{i\beta''(t)}$, будем иметь

$$-\hbar \frac{\partial \beta''(t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 \psi'(\mathbf{r})}{\psi'(r)} + U(\mathbf{r}).$$

Правая часть этого выражения не зависит от времени, а левая часть от \mathbf{r} . Значит, должно быть $\frac{\partial \beta''(t)}{\partial t} = C$, где C — постоянная, не зависящая от времени и от \mathbf{r} . Таким образом, учитывая, что $\beta''(0) = 0$, будем иметь $\beta''(t) = Ct$, и вместо (5.1) можно записать

$$\psi(\mathbf{r}, t) = e^{iCt} \psi'(\mathbf{r}) = e^{iCt} a(\mathbf{r}) e^{i\beta'(\mathbf{r})}. \quad (5.2)$$

Для стационарного состояния уравнение (1.7), которое является следствием уравнения Шредингера, должно удовлетворяться. Оно будет выглядеть так:

$$-\hbar C = \frac{\hbar^2}{2m} \left[-\frac{\nabla^2 a(\mathbf{r})}{a(\mathbf{r})} + (\nabla \beta'(\mathbf{r}))^2 \right] + U(\mathbf{r}),$$

или, принимая во внимание (1.8),

$$-\hbar C = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 a(\mathbf{r})}{a(\mathbf{r})} + \frac{mV^2(\mathbf{r})}{2} + U(\mathbf{r}) = E. \quad (5.3)$$

Здесь: $\frac{mV^2}{2}$ — кинетическая энергия Т-частицы, U — потенциальная энергия Т-частицы в поле внешних сил. Будем считать, что выражение $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 a(\mathbf{r})}{a(\mathbf{r})}$ является потенциальной энергией Т-частицы в квазиполе. Это не будет противоречить, учитывая (1.15), положению классической механики о том, что градиент потенциальной энергии с обратным знаком является силой, и тому, что потенциальная энергия не должна зависеть от скорости.

Таким образом, в этом случае E будет равняться полной энергии квантона в стационарном состоянии. Она будет равна сумме потенциальной энергии внешнего поля, потенциальной энергии квазиполя и кинетической энергии Т-частицы. Полная энергия квантона в стационарном состоянии является постоянной величиной, не зависящей ни

от \mathbf{r} , ни от t . Из (5.3) $C = -E/\hbar$, и для стационарного состояния мы имеем общее выражение

$$\psi(\mathbf{r}, t) = e^{-i \frac{E}{\hbar} t} \psi'(\mathbf{r}). \quad (5.4)$$

Итак, если волновая функция соответствует стационарному состоянию, то она может быть записана выражением (5.4), и наоборот — если волновая функция записана выражением (5.4), то она соответствует стационарному состоянию, поскольку тут и $a^2 = \psi' \psi'^*$ и $\nabla \beta = \nabla \beta'(\bar{r})$ от времени не зависят.

Функцию $\psi'(\mathbf{r})$ будем называть **укороченной волновой функцией**.

Как следует из (5.3), энергия Т-частицы в стационарном состоянии E не зависит от времени и места, где находится Т-частица. Таким образом, она одинакова для всех реализаций, соответствующих данной волновой функции.

Учитывая (5.4), уравнение Шредингера для укороченной волновой функции стационарного состояния, можно записать так:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi'(\mathbf{r}) = [U(\mathbf{r}) - E] \psi'(\mathbf{r}). \quad (5.5)$$

Отметим, что $\psi'(\mathbf{r})$, умноженная на постоянную величину, также будет решением уравнения (5.5). Поэтому, чтобы $\psi(\mathbf{r})$ была волновой функцией ее может быть понадобится умножить на постоянную величину, чтобы удовлетворялось условие нормировки (2.4).

В случае, когда укороченная волновая функция стационарного состояния (5.1) вещественна или ее аргумент не зависит от \mathbf{r} , очевидно, $\nabla \beta = 0$ и, значит, скорости элементов квазиполя и Т-частицы будут равны нулю. Такое состояние будем называть статическим стационарным состоянием. Случай, когда это не так, назовем **динамическим стационарным состоянием**.

В статическом стационарном состоянии скорость Т-частицы равна нулю. В этом случае сумма внешних сил, действующих на частицу, должна равняться действующей на нее силе квазиполя.

Отметим, что две волновые функции стационарных состояний, подчиняющиеся одному и тому же уравнению Шредингера, но имеющие разные энергии, всегда ортогональны между собой, т. е.

$$\int_q e^{-i \frac{E_1}{\hbar} t} \psi'_1(\mathbf{r}) e^{i \frac{E_2}{\hbar} t} \psi'^*_2(\mathbf{r}) dq = e^{i \frac{E_2 - E_1}{\hbar} t} \int_q \psi'_1(\mathbf{r}) \psi'^*_2(\mathbf{r}) dq = 0. \quad (5.5a)$$

Действительно, образуем функцию

$$\psi = e^{-i \frac{E_1}{\hbar} t} \psi'_1(\mathbf{r}) + e^{-i \frac{E_2}{\hbar} t} \psi'_2(\mathbf{r}).$$

Она будет подчиняться тому же уравнению Шредингера, поскольку ей подчиняются ее слагаемые. Поэтому, согласно приложению 2,

величина

$$\int_q \psi \psi^* dq = 1 + e^{-i \frac{E_1 - E_2}{\hbar} t} \int_q \psi'_1(\mathbf{r}) \psi'^*_2 dq + e^{i \frac{E_1 - E_2}{\hbar} t} \int_q \psi'_2 \psi'^*_1 dq + 1$$

должна быть постоянной, но это может быть при $E_1 \neq E_2$ только в том случае, если $\int_q \psi'_1 \psi'^*_2 dq = \int_q \psi'^*_1 \psi'_2 dq = 0$, что доказывает (5.5а).

5.2. Рассмотрим ряд примеров стационарных состояний. Начнем со случая, когда в некоторой области пространства U является постоянной вещественной величиной и не зависит ни от t , ни от \mathbf{r} .

Пусть в этой области волновая функция зависит только от координаты x . Дифференциальное уравнение (5.5) для отыскания укороченной волновой функции будет

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi'(x)}{\partial x^2} = (U - E) \psi'(x). \quad (5.6)$$

Рассмотрим два случая. Случай A , когда $U - E < 0$, и случай B , когда $U - E > 0$.

В случае A , как известно, решение уравнения (5.6) будет

$$\psi'(x) = A_1 e^{ikx} + A_2 e^{-ikx} = a_A e^{i\beta}, \quad (5.7)$$

где

$$A_1 = a_{1A} e^{i\beta_{1A}}, \quad A_2 = a_{2A} e^{i\beta_{2A}} \quad (5.7a)$$

— пока произвольные постоянные и

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - U_A)}. \quad (5.8)$$

Квадрат модуля ψ'_A будет

$$a_A^2 = [a_{A1} \cos(kx + \beta_{A1}) + a_{A2} \cos(kx - \beta_{A2})]^2 + \\ + [a_{A1} \sin(kx + \beta_{A1}) - a_{A2} \sin(kx - \beta_{A2})]^2,$$

или

$$a_A^2 = a_{A1}^2 + a_{A2}^2 + 2a_{A1}a_{A2} \cos(2kx + \beta_{A1} - \beta_{A2}). \quad (5.9)$$

Как видно, плотность квазиполя будет периодически меняться с изменением x и не зависеть от времени. Аргумент $\psi'(x)$ будет

$$\beta_A = \operatorname{arctg} \frac{a_{A1} \sin(kx + \beta_{A1}) - a_{A2} \sin(kx - \beta_{A2})}{a_{A1} \cos(kx + \beta_{A1}) + a_{A2} \cos(kx - \beta_{A2})}. \quad (5.10)$$

Зная β_A , найдем скорости движения элементов квазиполя \mathbf{V} с помощью (1.8). Поскольку у нас β_A зависит только от координаты x , отличной от нуля будет только составляющая скорости вдоль оси x . Она будет, исходя из (5.10),

$$V_{XA} = \frac{\hbar}{m} \frac{\partial \beta_A}{\partial x} = \frac{\hbar}{m} \frac{a_{A1}^2 - a_{A2}^2}{a_A^2}. \quad (5.11)$$

Движение будет направлено вправо, если $a_{A1}^2 > a_{A2}^2$, и влево, если $a_{A1}^2 < a_{A2}^2$. При $a_{A1}^2 = a_{A2}^2$ скорость будет равна нулю, т. е. будет статическое стационарное состояние. В выражении (5.11) только a_A зависит от x , поэтому в точках, где a_A^2 больше, скорость будет меньше, и наоборот. Если рассматривать **интенсивность** потока элементов квазиполя, подразумевая под ней количество квазиполя, проходящее через единицу площади поверхности, перпендикулярной потоку, в единицу времени, то она будет равна

$$a_A^2 V_X = \frac{\hbar}{m} (a_{A1}^2 - a_{A2}^2). \quad (5.12)$$

Как видно, интенсивность не зависит от x . Так и должно быть, иначе квазиполе при некоторых x накапливалось бы, а при других x , наоборот, убывало, что не соответствует стационарному состоянию.

Теперь рассмотрим случай B , когда $U > E$. В классической механике он невозможен, так как общая энергия E равна сумме потенциальной и кинетической, поэтому E всегда положительна и, значит, всегда $E \geq U$. В модельной квантовой механике в общую энергию квантона входит и потенциальная энергия квазиполя, которая может быть отрицательной и, таким образом, энергия E может оказаться меньше U . Это происходит из-за того, что в этом случае силы квазиполя компенсируют силы потенциала U .

Решение уравнения (5.6) для случая $U - E > 0$ будет иметь вид

$$\psi'_B = B_1 e^{\gamma x} + B_2 e^{-\gamma x} = a_B e^{i\beta}, \quad (5.13)$$

где $B_1 = a_B e^{i\beta_{B1}}$, $B_2 = a_B e^{i\beta_{B2}}$ — произвольные постоянные,

$$\gamma = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_B - E)}. \quad (5.14)$$

Плотность квазиполя будет

$$\begin{aligned} a_B^2 &= [a_{B1} e^{\gamma x} \cos \beta_{B1} + a_{B2} e^{-\gamma x} \cos \beta_{B2}]^2 + \\ &\quad + [a_{B1} e^{\gamma x} \sin \beta_{B1} + a_{B2} e^{-\gamma x} \sin \beta_{B2}]^2 = \\ &= a_{B1}^2 e^{2\gamma x} + a_{B2}^2 e^{-2\gamma x} + 2a_{B1} a_{B2} \cos(\beta_{B1} - \beta_{B2}). \end{aligned} \quad (5.15)$$

Видно, что плотность квазиполя является суммой двух экспонент и постоянной составляющей. Аргумент ψ'_B будет

$$\beta_B = \operatorname{arctg} \frac{a_{B1} e^{\gamma x} \sin \beta_{B1} + a_{B2} e^{-\gamma x} \sin \beta_{B2}}{a_{B1} e^{\gamma x} \cos \beta_{B1} + a_{B2} e^{-\gamma x} \cos \beta_{B2}}. \quad (5.16)$$

Зная β_B , найдем скорости элементов квазиполя и Т-частицы. Они будут направлены вдоль оси x и равняться

$$V_{XB} = \frac{\hbar}{m} \frac{\partial \beta_B}{\partial x} = 2 \frac{\hbar}{m} \frac{\gamma a_{B1} a_{B2} \sin(\beta_{B1} - \beta_{B2})}{a_B^2}. \quad (5.17)$$

Знак скорости будет определяться знаком разности $(\beta_{B1} - \beta_{B2})$.

Интенсивность потока элементов квазиполя будет

$$a_B^2 V_{XB} = 2 \frac{\hbar}{m} \gamma a_{B1} a_{B2} \sin(\beta_{B1} - \beta_{B2}), \quad (5.18)$$

она не зависит от x .

5.3. Рассмотрим явление туннельного эффекта, когда Т-частица и квазиполе проходят через область, где $U > E$.

Пусть U зависит только от x и соответствует рис. 5.1. По условию волновая функция должна быть непрерывной и гладкой. Поэтому должно быть

$$\psi'_A(0) = \psi'_B(0), \quad \frac{\partial \psi'_A(0)}{\partial x} = \frac{\partial \psi'_B(0)}{\partial x}. \quad (5.19)$$

Используя (5.19), (5.7) и (5.13), получим: $A_1 + A_2 = B_1 + B_2$ и $ikA_1 - ikA_2 = \gamma B_1 - \gamma B_2$. Решая эти уравнения, получим зависимость параметров волновой функции в зонах A и B :

$$A_1 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\gamma}{ik} \right) B_1 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\gamma}{ik} \right) B_2, \quad (5.20)$$

$$A_2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\gamma}{ik} \right) B_1 + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\gamma}{ik} \right) B_2. \quad (5.21)$$

Соотношения между параметрами зон B и A' будут аналогичными.

Скорость движения и интенсивность потока элементов квазиполя в зоне A будет определяться выражениями (5.11) и (5.12), в зоне A' — аналогичными, а в зоне B — выражениями (5.17) и (5.18). На границах зон они не должны иметь скачков. Проверим это. Мы приняли, что на границах должны соблюдаться равенства (5.19), из которых следует, что на границе AB $a_A = a_B$, $\frac{\partial \beta_A}{\partial x} = \frac{\partial \beta_B}{\partial x}$. Далее, учитывая (5.11) и (5.17), на этой границе

$$V_{XA} = V_{XB}. \quad (5.22)$$

Кроме того, в зонах A и B , учитывая (5.12) и (5.18), будем иметь

$$a_B^2 V_{XA} = a_B^2 V_{XB}. \quad (5.23)$$

Сказанное можно отнести и к границе BA' .

Таким образом, на границах скорости меняются без скачков, а интенсивность потока внутри всех зон одинакова. Т-частицы будут проходить через зону, где $U > E$. Этот эффект называется туннельным, он классической механикой необъясним, поскольку она не учитывает сил квазиполя.

Как видно из (5.15), плотность квазиполя в зоне B будет уменьшаться по экспоненте по мере удаления от границ этой области. Так первый член в (5.15) будет уменьшаться по мере удаления от границы BA' , а второй — от границы AB . Быстрота уменьшения будет определяться параметром γ . Для электрона, согласно (5.8) и (5.14),

$\gamma = 8,15 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$, и на расстоянии $1/2\gamma = 6,13 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ эти члены уменьшатся в 2,7 раз. Таким образом, мы будем тут иметь дело с атомными расстояниями.

Рассмотрим, как будет меняться картина с изменением ширины зоны B и потенциала U_B . Как видно из (5.13), на границе AB значение волновой функции будет

$$\psi'_{BA'} = B_1 e^{\gamma x_{BA'}} + B_2 e^{-\gamma x_{BA'}}.$$

При увеличении $x_{BA'}$ модуль первого члена будет увеличиваться. Так как при этом $\psi'_{BA'}$ не должно расти беспрепреклонно, то модуль B_1 , равный a_{B1} , должен стремиться к нулю. Поэтому интенсивность потока элементов квазиполя, согласно (5.18), должна также стремиться к нулю. Зона B становится непрозрачной, хотя около границ этой зоны квазиполе будет оставаться, уменьшаясь по экспоненте по мере удаления от границ.

При увеличении γ , по аналогичным причинам, интенсивность потока элементов квазиполя также будет стремиться к нулю. Кроме того, в этом случае на основании (5.20) и (5.21)

$$B_1 - B_2 = \frac{ik}{\gamma} (A_1 - A_2). \quad (5.24)$$

Поскольку $A_1 - A_2$ не может стремиться к бесконечности, то с увеличением γ , очевидно, наряду с B_1, B_2 также должно стремиться к нулю. Поэтому на границе AB , на основании (5.7) и (5.13), значение волновой функции должно также стремиться к $\psi'_A = \psi'_B = 0$. Очевидно, что при этом, учитывая (5.7), должно $A_1 \rightarrow -A_2$ и

$$\psi'_A \rightarrow A_1 (e^{ikx} - e^{-ikx}) = 2A_1 \sin kx. \quad (5.25)$$

Из сказанного можно сделать вывод, что при расширении зоны B скорость движения квазиполя стремится к нулю и оно сосредотачивается у границ зоны.

В зоне A слагаемые волновой функции (5.7) становятся равными по модулю.

При $\gamma \rightarrow \infty$ волновая функция во всей зоне B становится равной нулю. В зоне A слагаемые волновой функции (5.7) становятся равными, и она стремится к выражению (5.25).

5.4. Рассмотрим теперь случай, когда волновая функция зависит только от координаты x и изменения потенциала U с изменением x (рис. 5.2). Тут в зонах B, B' $U = \infty$. В зоне A $U < E$.

В соответствии с параграфом 5.3, в данном случае в зонах B, B' и на их границах волновая функция будет равняться нулю, в зоне A она будет соответствовать выражению (5.25).

Пусть ширина зоны A будет l . Тогда для границы AB' должно быть

$$\psi'_A = 2A_1 \sin kl = 0. \quad (5.26)$$

Из этого следует, что $kl = n_x \pi$. Здесь n_x — целое число. Таким образом, волновая функция (5.26) может иметь место лишь при $k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - U)} = \frac{\pi}{l} n_x$, или

$$E - U = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2l^2 m} n_x^2. \quad (5.27)$$

Отсюда можно сделать заключение, что в рассматриваемом случае энергия частицы может принимать лишь дискретные значения, иначе говоря, она квантуется.

5.5. Как установлено в параграфе 5.4, волновая функция ψ_x и потенциал U вида

$$\psi(x) = e^{-i \frac{E_x}{\hbar} t} \psi'(x) = e^{-i \frac{E_x}{\hbar}} \cdot 2A \sin \frac{\pi n_x}{l} x, \quad U_x = 0 \text{ при } 0 < x < l,$$

$$\psi(x) = 0, \quad U_x = \infty \quad \text{при } x < 0, \quad x > l, \quad \text{где } E_x = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2l^2 m} n_x^2$$

удовлетворяют уравнению Шредингера.

Очевидно, что этому уравнению будут удовлетворять и аналогичные функции, в которых x заменено на y или на z . Поэтому уравнению Шредингера будет, согласно теореме параграфа 3.11, удовлетворять и волновая функция

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}, t) &= \psi_x \psi_y \psi_z = \\ &= 8A^3 e^{-i \frac{E}{\hbar} t} \sin \left(\frac{\pi}{l} n_x x \right) \sin \left(\frac{\pi}{l} n_y y \right) \sin \left(\frac{\pi}{l} n_z z \right), \end{aligned} \quad (5.28)$$

$U = 0$, при $0 < x < l$, $0 < y < l$, $0 < z < l$, и $\psi(\mathbf{r}, t) = 0$, $U = \infty$ для остального пространства. Здесь

$$E = E_x + E_y + E_z = \frac{\pi^2 \hbar^2 N}{2l^2 m}, \quad (5.29)$$

$$N = n_x^2 + n_y^2 + n_z^2. \quad (5.30)$$

Найдем значение A , исходя из необходимости соблюдения условия (2.4). Имеем

$$\begin{aligned} \int_q \psi \psi^* dq &= \\ &= \int_0^l \int_0^l \int_0^l 8A^6 \sin^2 \left(\frac{\pi}{l} n_x x \right) \sin^2 \left(\frac{\pi}{l} n_y y \right) \sin^2 \left(\frac{\pi}{l} n_z z \right) dx dy dz = \\ &= A^6 l^3 = 1. \end{aligned}$$

Значит $A = \frac{1}{\sqrt{l}}$ и

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{l^3}} e^{-i \frac{E}{\hbar} t} \sin \left(\frac{\pi}{l} n_x x \right) \sin \left(\frac{\pi}{l} n_y y \right) \sin \left(\frac{\pi}{l} n_z z \right). \quad (5.31)$$

Эта волновая функция будет соответствовать случаю, когда квантон находится в кубическом «ящике» с непроницаемыми стенками и ребрами, равными l . Плотность квазиполя внутри «ящика» будет

$$\psi\psi^* = a^2 = \frac{1}{l^3} \sin^2\left(\frac{\pi}{l} n_x x\right) \sin^2\left(\frac{\pi}{l} n_y y\right) \sin^2\left(\frac{\pi}{l} n_z z\right), \quad (5.32)$$

а вне его равна нулю. Она будет иметь вид одинаковых «подушечек», уложенных слоями, которые разделены плоскостями. Таких плоскостей, перпендикулярных оси x , будет $(n_x - 1)$, оси $y - (n_y - 1)$ и оси $z - (n_z - 1)$. На этих плоскостях плотность квазиполя будет равна нулю.

Энергия квантонов определяется числом N , даваемым выражением (5.30). Наименьшая энергия соответствует комбинации $(n_x, n_y, n_z) = (1, 1, 1)$. Для нее $N = 3$. Следующие комбинации $(2,1,1)$, $(1,2,1)$, $(1,1,2)$ будут иметь энергию, соответствующую $N = 6$ и так далее.

Уровни энергии, которым соответствуют несколько различных волновых функций, называются вырожденными. Так рассмотренный последний случай имеет трехкратное вырождение.

Волновые функции (5.31) ортогональны между собой и соответствуют статическим стационарным состояниям.

Если ψ_k имеют один и тот же уровень энергии, то $\psi = \sum_k c_k \psi_k$ будет также волновой функцией с тем же уровнем энергии, при этом должно быть $\sum_k c_k c_k^* = 1$.

Если c_k действительны, то волновая функция также будет соответствовать статическому состоянию. Если c_k комплексны и имеют различные аргументы, то аргумент ψ будет меняться с изменением \mathbf{r} , его градиент не будет везде равен нулю и скорость Т-частицы $\mathbf{V} = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta$ будет отлична от нуля.

Если ψ_1 соответствует комбинации $(2,1,1)$, а ψ_2 — комбинации $(1,2,1)$, то

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_1 + \frac{i}{\sqrt{2}} \psi_2 \quad \text{и} \quad \nabla \beta \neq 0.$$

Элементы квазиполя и Т-частицы будут двигаться по замкнутым траекториям вокруг оси, параллельной оси x и проходящей через центр «ящика», как это можно проследить, определяя градиент аргумента ψ в различных точках.

5.6. Рассмотрим теперь случай квантонов, находящегося в потенциальной яме, когда

$$U = (x^2 + y^2 + z^2) g^2. \quad (5.33)$$

Используем метод, применявшийся в параграфах 3.11 и 4.5. Прием, что укороченная волновая функция будет

$$\psi'(\mathbf{r}) = \psi'_x(x) \psi'_y(y) \psi'_z(z). \quad (5.34)$$

Укороченное уравнение Шредингера для этого случая будет

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi' = [(x^2 + y^2 + z^2) g^2 - E_x - E_y - E_z] \psi' \quad (5.35)$$

или, используя (5.34),

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi'_x}{\partial x^2} \psi'_y \psi'_z + \psi'_x \frac{\partial^2 \psi'_y}{\partial y^2} \psi'_z + \psi'_x \psi'_y \frac{\partial^2 \psi'_z}{\partial z^2} \right) &= \\ &= [(x^2 + y^2 + z^2) g^2 - E_x - E_y - E_z] \psi'_x \psi'_y \psi'_z. \end{aligned}$$

Если разделить это уравнение на $\psi'_x \psi'_y \psi'_z$, то оно распадется на три уравнения: одно уравнение, содержащее только x ,

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi'_x} \frac{\partial^2 \psi'_x}{\partial x^2} = x^2 g^2 - E_x, \quad (5.36)$$

и два аналогичных уравнения, содержащие y и z вместо x . Преобразуем уравнение (5.6), введя вместо x безразмерную величину. Получим вместо него уравнение

$$\frac{\partial^2 \psi'_x}{\partial \xi^2} = (\xi^2 - \lambda) \psi'_x, \quad (5.37)$$

где

$$\xi = \frac{x}{x_0}; \quad x_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{2m} g}; \quad \lambda = \frac{\sqrt{2m} E_x}{\hbar g}. \quad (5.38)$$

Уравнение (5.37) в математике известно. Оно имеет конечные решения только при

$$\lambda = 2n + 1, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.39)$$

И, значит, при

$$E_x = \frac{\hbar g}{\sqrt{2m}} (2n_x + 1) \quad (5.40)$$

эти решения будут

$$\psi'_{xn} = e^{-\frac{\xi^2}{2}} H_{n_x}(\xi), \quad (5.41)$$

где

$$H_{n_x} = \frac{(-1)^{n_x}}{\sqrt{2^{n_x} n_x! \sqrt{\pi}}} e^{\xi^2} \frac{d^{n_x} e^{-\xi^2}}{d\xi^{n_x}} \quad (5.42)$$

— полиномы Эрмита. Первая дробь в них подобрана так, чтобы

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi'^2_{n_x} d\xi = 1.$$

Три первых ψ'_{xn} будут

$$\begin{aligned}\psi'_{x0} &= \frac{1}{\sqrt{x_0\sqrt{\pi}}} e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}}, \\ \psi'_{x1} &= \frac{1}{\sqrt{2x_0\sqrt{\pi}}} e^{-\frac{x^2}{2x_0^2}} \cdot 2 \frac{x}{x_0}, \\ \psi'_{x2} &= \frac{1}{\sqrt{2^2 \cdot 2x_0\sqrt{\pi}}} e^{-\frac{x^2}{2x_{10}}} \left(4 \frac{x^2}{x_0^2} - 2 \right).\end{aligned}\quad (5.43)$$

Аналогичные решения получим для ψ'_y и ψ'_z . При этом надо учесть, что

$$y_0 = z_0 = x_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{2m}g}. \quad (5.44)$$

Полное выражение для волновой функции в рассматриваемом случае, учитывая (5.4), (5.34) и (5.41), будет

$$\begin{aligned}\psi(\mathbf{r}, t) &= e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \psi'(\mathbf{r}) = \\ &= e^{-i\frac{E}{\hbar}t} e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{2x_0^2}} H_{n_X} \left(\frac{x}{x_0} \right) H_{n_Y} \left(\frac{y}{x_0} \right) H_{n_Z} \left(\frac{z}{x_0} \right),\end{aligned}\quad (5.45)$$

где

$$\begin{aligned}E &= E_x + E_y + E_z = \frac{\hbar g}{\sqrt{2m}} (2n_x + 1 + 2n_y + 1 + 2n_z + 1) = \\ &= \frac{\hbar g}{\sqrt{2m}} (2N + 3),\end{aligned}\quad (5.46)$$

$$N = n_x + n_y + n_z; \quad n_x = 0, 1, 2, 3, \dots;$$

$$n_y = 0, 1, 2, 3, \dots; \quad n_z = 0, 1, 2, 3, \dots.$$

5.7. Рассмотрим еще случай, когда частица находится в кулоновском поле. Этот случай соответствует атому водорода, если принять, что его ядро неподвижно.

В этом случае уравнение Шредингера будет иметь вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U, \quad (5.46a)$$

$$U = -\frac{\alpha}{r}. \quad (5.47)$$

Для атома водорода

$$\alpha = \frac{q_e^2}{4\pi\varepsilon_0}, \quad (5.48)$$

где $q_e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона.

Рассматривая стационарный случай, будем иметь укороченное уравнение Шредингера

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi' = \left(-\frac{\alpha}{r} - E \right) \psi', \quad (5.49)$$

где m — масса электрона, r — радиус-вектор электрона, при этом мы принимаем за начало координат положение ядра и считаем его неподвижным, учитывая его большую массу.

Способ решения этого уравнения известен. Он довольно громоздок и приводится в курсах традиционной квантовой механики. Там для его решения обычно используется не только математика, но и ряд положений традиционной квантовой механики, однако совершенно ясно, что решение уравнения (5.49) может быть выполнено и чисто математическими методами. По этим причинам мы его приводить не будем, а дадим прямо результат. Для того чтобы укороченная волновая функция удовлетворяла необходимым условиям $\psi' \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$, необходимо, чтобы

$$E = E_n = -\frac{\alpha^2 m}{2\hbar^2 n^2}, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (5.50)$$

Таким образом, энергия E квантуется. Она отрицательна, т. к. за нулевой уровень принята энергия атома, когда электрон удален в бесконечность.

Укороченная волновая функция в полярных координатах выражается так:

$$\psi'(\mathbf{r}) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (5.51)$$

$$R_{nl}(r) = -\frac{2}{n^2} \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{[(n+l)!]^3}} e^{-\frac{r}{r_0 n}} \left(\frac{2r}{nr_0}\right)^l L_{n+l}^{2l+1} \left(\frac{2r}{nr_0}\right),$$

$$\text{где } r_0 = \frac{\hbar^2}{\alpha m},$$

$$\begin{aligned} Y_{lm}(\theta, \varphi) &= (-1)^{m+|m|} i^l \left[\frac{(2l+1)}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \right]^{1/2} P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{im\varphi}; \\ P_l^{|m|}(\cos \theta) &= \left(-1^{|m|}\right) \frac{(l+|m|)!}{(l-|m|)! 2^l l!} \sin^{-|m|} \theta \frac{d^{l-|m|}}{(d \cos \theta)^{l-|m|}} (\cos^2 \theta - 1)^l; \\ L_{n+l}^{2l+1}(z) &= \frac{(n+l)!}{(n-l-1)!} e^z \frac{d^n}{dr^n} e^{-z} z^{(n-l-1)}; \\ L_q^p(z) &= \frac{q!}{(q-p)!} e^z \frac{d^n}{dz^n} e^{-z} z^{q-p}, \end{aligned}$$

где индексы n, l, m , пробегают значения

$$n = 1, 2, 3, \dots \infty, \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots (n-1), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l.$$

При одинаковом n энергия атома будет одинакова, и полученные решения, даваемые уравнением (5.51), будут взаимно ортогональны.

При заданном n число возможных значений индекса l будет n . При заданном l могут быть взяты $2l + 1$ значений m . Таким образом, общее число решений при заданном n будет равно $\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2$. Все решения при данном n будут иметь одинаковую энергию в соответствии с (5.50). Они будут n^2 -кратно вырождены.

Квазиполе для этих решений будет $a^2 = R_{nl}^2(\rho) Y_{lk}^2(\theta) = \psi_{nlk} \psi_{nlk}^*$, где

$$\psi_{nlk} = e^{-i \frac{E_n}{\hbar} t} R_{n,l}(\rho) Y_{l,k}(\theta) e^{ik\varphi} = e^{-i \frac{E_n}{\hbar} t} \psi'_{nlk},$$

$$n = 1, 2, 3, \dots, \infty, \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l,$$

$$\rho = \frac{r}{r_0}, \quad r_0 = \frac{4\pi\varepsilon\hbar^2}{mq_e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Аргумент волновой функции будет $\beta = -\frac{E_n}{\hbar} t + k\varphi$.

Скорость движения электрона и элементов квазиполя $\mathbf{V} = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta$.

Составляющая $\nabla \beta$ вдоль радиуса $\nabla_r \beta = \frac{\partial \beta}{\partial r} = 0$.

Составляющая $\nabla \beta$ вдоль долготы $\nabla_\theta \beta = \frac{\partial \beta}{\partial \theta} = 0$.

Составляющая $\nabla \beta$ вдоль широты $\nabla_\varphi \beta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \beta}{\partial \varphi} = \frac{k}{r \sin \theta}$.

Таким образом, электрон и элементы квазиполя будут двигаться по кругу в плоскости xy с центром на оси z со скоростью $V = \frac{\hbar}{m} \nabla_\varphi \beta = \frac{\hbar}{m} \frac{k}{r \sin \theta}$.

При этом число оборотов в секунду будет равно $f = \frac{V}{2\pi r \sin \theta} = \frac{\hbar k}{2\pi m r^2 \sin^2 \theta}$.

Отметим, что $r \sin \theta$ это расстояние между электроном и осью z .

Возьмем для примера $r \sin \theta = r_0$ и $k = 1$, тогда получим

$$f = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{2\pi 0,91 \cdot 10^{-30} 0,5^2 \cdot 10^{-20}} = 0,73 \cdot 10^{16} \text{ Гц.}$$

Это соответствует мягкому рентгену. Вопрос о поведении атома при этих частотах будет рассмотрен в гл. 6.

Таким образом, если $k = 0$, то состояние будет статическим, если $k \neq 0$ — динамическим. Исследуем полученные решения. Наименьший уровень энергии будет при $n = 1$. Он будет равен

$$E_1 = -\frac{\alpha^2 m}{2\hbar^2} = -\frac{q_e^4 m}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 2\hbar^2} = -2,17 \cdot 10^{-16} \text{ Дж} = -13,5 \text{ эВ.} \quad (5.51a)$$

При этом уровне энергии будет только одно решение, так как при $n = 1$ имеем $l = 0, k = 0$. Это решение будет

$$\psi'_{1,0,0} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\rho} = a_{100}(\mathbf{r}). \quad (5.52)$$

Аргумент $\psi_{1,0,0}$, будет равен 0, поэтому и скорость Т-частицы тоже будет равна 0. Т-частица будет неподвижна и удерживаться от падения на ядро только за счет силы квазиполя. Мы будем иметь статическое стационарное состояние, при этом Т-частица может оказаться в любой точке пространства с соответствующей вероятностью.

Рассмотрим решения, для которых $n = 2$. При $n = 2$ энергия квантона будет равна, в соответствии с (5.50),

$$E_2 = -\frac{1}{4} \cdot 13,25 \text{ эВ} = -3,8 \text{ эВ.}$$

Этот уровень будет четырежды вырожденным. Согласно формуле (5.51) ему будут соответствовать 4 взаимно независимых решения с индексами

$$\begin{aligned} n &= 2; & l &= 0; & k &= 0; \\ n &= 2; & l &= 1; & k &= 0; \\ n &= 2; & l &= 1; & k &= 1; \\ n &= 2; & l &= 1; & k &= -1. \end{aligned} \quad (5.53)$$

Эти решения будут

$$\begin{aligned} \psi'_{2,0,0} &= \frac{1}{\sqrt{8\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \left(1 - \frac{\rho}{2}\right); \\ \psi'_{2,1,0} &= \frac{1}{\sqrt{32\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \rho \cos \theta = \frac{1}{\sqrt{32\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \frac{z}{r_0}; \\ \psi'_{2,1,1} &= \frac{1}{\sqrt{64\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \rho \sin \theta e^{i\varphi} = \frac{1}{\sqrt{64\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \frac{x+iy}{r_0}; \\ \psi'_{2,1,-1} &= \frac{1}{\sqrt{64\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \rho \sin \theta e^{-i\varphi} = \frac{1}{\sqrt{64\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \frac{x-iy}{r_0}. \end{aligned} \quad (5.54)$$

Полученные укороченные волновые функции нормированы, взаимно ортогональны и линейно независимы. Через них может быть выражена любая волновая функция для атома водорода. Как нетрудно убедиться, любая линейная комбинация

$$\psi = c_1 \psi_{2,0,0} + c_2 \psi_{2,1,0} + c_3 \psi_{2,1,1} + c_4 \psi_{2,1,-1}$$

будет удовлетворять тому же уравнению Шредингера, что и выражения (5.54), и ей будет соответствовать энергия E_2 . При условии, что $\sum_{k=1}^{k=4} |C_k|^2 = 1$ эти функции будут нормированы и могут являться укороченными волновыми функциями. В частности, этим методом мож-

но получить следующие укороченные волновые функции с энергией, равной E_2 :

$$\begin{aligned}\psi'_{2,0,0} &= \psi'_{2,0,0} = \frac{1}{\sqrt{8\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \left(1 - \frac{\rho}{2}\right), \\ \psi'_{2,X} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \psi'_{2,1,1} + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi'_{2,1,-1} = \frac{1}{\sqrt{32\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \frac{x}{r_0}, \\ \psi'_{2,Y} &= \frac{1}{i\sqrt{2}} \psi'_{2,1,1} - \frac{1}{i\sqrt{2}} \psi'_{2,1,-1} = \frac{1}{\sqrt{32\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \frac{y}{r_0}, \\ \psi'_{2Z} &= \psi'_{2,1,0} = \frac{1}{\sqrt{32\pi}} e^{-\frac{\rho}{2}} \frac{z}{r_0},\end{aligned}\tag{5.55}$$

которые симметричны относительно осей x, y, z и все являются статическими и взаимно ортогональными. С помощью их можно также выразить любую волновую функцию для атома водорода, соответствующую энергии E_2 .

Беря $n = 3$, получим $3^2 = 9$ взаимно независимых решений. Тут все решения также могут быть сделаны статическими (стационарными), и так далее.

ГЛАВА 6

Нестационарные процессы

6.1. В этой главе рассмотрим нестационарные процессы в квантонах. Будем рассматривать поведение квантона, волновая функция которого удовлетворяет уравнению Шредингера (1.3), причем квантон не обязательно находится в стационарном состоянии, как это было рассмотрено в главе 5. В частности, мы рассмотрим переход квантона из стационарного состояния с одной энергией в состояние с другой энергией, другими словами, излучение и поглощение энергии квантоном при переходе с одного энергетического уровня на другой.

Возьмем для простоты квантон, имеющий дискретные волновые функции, которые в соответствии с 5.1 должны иметь вид

$$\psi_n(\mathbf{r}, t) = e^{-i \frac{E_n}{\hbar} t} \psi'_n(\mathbf{r}).\tag{6.1}$$

Волновая функция такого квантона в общем виде может быть представлена рядом

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n e^{-i \frac{E_n}{\hbar} t} \psi'_n(\mathbf{r}),\tag{6.2}$$

который будет удовлетворять тому же уравнению Шредингера, что и (6.1). При этом функции $\psi'_n(\mathbf{r})$ и $\psi'_m(\mathbf{r})$ при $n \neq m$ будут, как было показано в 5.1, ортогональны между собой.

Волновую функцию автономного квантона в нестационарном состоянии представим как сумму волновых функций стационарных состояний с различными энергиями, удовлетворяющих одному и тому же

уравнению Шредингера. Эта сумма будет тоже удовлетворять этому уравнению.

Таким образом, будем считать, что волновую функцию квантона в общем виде можно записать, учитывая уравнение (5.4), так:

$$\psi = ae^{i\beta} = \sum_k \lambda_k e^{-i\frac{E_k}{\hbar}t} \psi'_k(\mathbf{r}) = \sum_k \lambda_k a_k(r) e^{i\varphi_k}, \quad (6.3)$$

где λ_k — постоянная, $\psi'_k = a_k(\mathbf{r}) e^{i\beta_k(\mathbf{r})}$ — укороченная волновая функция, E_k — ее энергетический уровень, $\varphi_k = -\frac{E_k}{\hbar}t + \beta_k$. При этом будем считать, что $E_k \neq E_l$ при $k \neq l$ ($E_1 < E_2 < E_3 < \dots$). Это всегда можно сделать, объединив члены с одинаковыми значениями E .

Величины λ_k могут быть выбраны не совсем произвольно. Действительно, функция ψ должна удовлетворять уравнению $\int_Q \psi^* \psi dq = 1$.

Подставляя в это уравнение ψ из (6.1) и учитывая (5.5а), получим, что λ_k должно удовлетворять условию

$$\int_Q \psi^* \psi dq = \sum_k \sum_l \lambda_k^* \lambda_l e^{i\frac{E_k}{\hbar}t} e^{-i\frac{E_l}{\hbar}t} \int_Q \psi_k^* \psi_l dq = \sum_k \lambda_k^* \lambda_k = 1. \quad (6.4)$$

Отметим, что в нестационарном состоянии, несмотря на то, что волновая функция является суммой нескольких волновых функций, Т-частица будет, как всегда, одна на весь квантон.

6.2. Рассмотрим энергию квантона в общем виде. В стационарном состоянии она определялась выражением (5.3). Если мы это выражение используем для случая свободного полета квантона, рассмотренного в главе 3, то окажется, что энергия квантона в этом случае будет меняться со временем, хотя на него в рассматриваемом случае не действуют внешние силы. Причиной этого является то, что мы при рассмотрении стационарного состояния в (5.3) имели выражение $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 a}{a}$, не зависящее от времени, и его можно было принять за потенциальную энергию. Между тем, в случае главы 3 это не так. Таким образом, в случае нестационарного состояния выражение (5.3) не соответствует полной энергии квантона. Выражение для полной энергии должно удовлетворять следующим условиям:

- его размерность должна соответствовать размерности энергии,
- для стационарного состояния оно должно соответствовать выражению (5.3),
- энергия для автономной системы, т. е. системы, удовлетворяющей уравнению Шредингера, в котором $U = U(\mathbf{r})$, не должна зависеть от времени.

В качестве выражения для энергии квантона попробуем взять

$$E_{\text{кв}} = i\hbar \int_Q \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} dq, \quad (6.5)$$

где ψ — волновая функция.

Тогда:

- $E_{\text{кв}}$ будет иметь размерность энергии,
- для стационарного состояния будем иметь

$$\begin{aligned} E_{\text{кв}} = i\hbar \int_Q \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} dq &= i\hbar \int_Q e^{i \frac{E}{\hbar} t} \psi'^* (-i \frac{E}{\hbar}) e^{-i \frac{E}{\hbar} t} \psi' dq = \\ &= E \int_Q \psi'^* \psi dq = E, \end{aligned}$$

т. е. $E_{\text{кв}}$ имеет постоянное значение E , соответствующее (5.3),

- наконец, величина $E_{\text{кв}}$, даваемая выражением (6.5), не будет зависеть от времени, если ее уравнение Шредингера имеет U , также не зависящее от времени. Действительно, в этом случае $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ будет удовлетворять тому же уравнению Шредингера, что и ψ . В этом нетрудно убедиться, взяв частную производную от уравнения Шредингера по времени. Действительно,

$$\frac{\partial}{\partial t} (i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}) = \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi \right) + \frac{\partial}{\partial t} (U\psi),$$

или

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + U \frac{\partial \psi}{\partial t}.$$

На основании приложения 2, положив $\psi_1 = \psi$ и $\psi_2 = \frac{\partial \psi}{\partial t}$, получим, что $E_{\text{кв}}$, даваемое выражением (6.5), не будет зависеть от времени и его можно принять за полную энергию квантона. Тут было принято во внимание соотношение (5.5а). Получим

$$\begin{aligned} E_{\text{кв}} &= i\hbar \int_Q \sum_k \lambda_k^* e^{i \frac{E_k}{\hbar} t} \psi_k'^* \sum_l \lambda_l \left(-i \frac{E_l}{\hbar} \right) e^{-i \frac{E_l}{\hbar} t} \psi_l' dq = \\ &= \sum_k \sum_l E_l \lambda_k^* \lambda_l e^{i \frac{E_k - E_l}{\hbar} t} \int_Q \psi_k'^* \psi_l' dq = \sum_l \lambda_l^* \lambda_l E_l. \quad (6.6) \end{aligned}$$

Найдем еще выражение для энергии квантона через модуль и аргумент его волновой функции:

$$\begin{aligned} E_{\text{кв}} &= ih \int_Q \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} dq = ih \int_Q a e^{-i\beta} \left(\frac{\partial a}{\partial t} e^{i\beta} + ia \frac{\partial \beta}{\partial t} e^{i\beta} \right) dq = \\ &= i\hbar \int_Q a \frac{\partial a}{\partial t} dq - \hbar \int_Q a^2 \frac{\partial \beta}{\partial t} dq = -\hbar \int_Q a^2 \frac{\partial \beta}{\partial t} dq. \quad (6.7) \end{aligned}$$

Таким образом, энергия квантона равна среднему значению величины $-\hbar \frac{\partial \beta}{\partial t}$ по всему объему квантона.

6.3. Найдем модуль и аргумент волновой функции для ψ , даваемой уравнением (6.3).

Как было принято в главе 1, квантон состоит из квазиполя, параметры которого определяются волновой функцией, и находящейся в нем Т-частицы. Полная энергия квантонова $E_{\text{кв}}$, согласно (6.7), зависит только от параметров волновой функции, т. е. от квазиполя. Другими словами, она не зависит от того, какая будет реализация движения Т-частицы при данной волновой функции. Для автономной системы, т. е. для системы, в которой $U(\mathbf{r})$ в уравнении Шредингера не зависит от времени, полная энергия квантонова, согласно условию, также не зависит от времени. Она определяется выражением

$$E = U + \frac{mV^2}{2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 a}{a} + U_\partial, \quad (6.8)$$

где U — потенциальная энергия внешних сил, действующих на квантон (в случае электрона — это потенциальная энергия электрона во внешнем электрическом поле),

$\frac{mV^2}{2}$ — кинетическая энергия точечной частицы (V — ее скорость, m — масса),

$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 a}{a}$ — потенциальная энергия квазиполя (a^2 — интенсивность квазиполя, или, что то же, квадрат модуля волновой функции вблизи точки нахождения Т-частицы в данной реализации и в данный момент),

$U_\partial = E + \hbar \frac{\partial b}{\partial t}$ — динамическая энергия квазиполя (ее величина зависит от скорости изменения параметра b в месте нахождения Т-частицы в данной реализации в данный момент, и в стационарных состояниях она равна нулю).

Таким образом, отдельные члены выражения (6.8) могут зависеть от времени и меняться при различных реализациях с одной и той же волновой функцией, в то время как суммарная энергия $E_{\text{кв}}$ при заданной волновой функции остается одной и той же при различных реализациях, не зависит от времени и описывается уравнениями (6.5) и (6.7).

Из (6.3) следует

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_k \lambda_k a_k (\cos \varphi_k + i \sin \varphi_k) = \\ &= \sum_k \lambda_k a_k \cos \varphi_k + i \sum_k \lambda_k a_k \sin \varphi_k. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Поэтому квадрат модуля ψ будет равен

$$a^2 = \left(\sum_k \lambda_k a_k \cos \varphi_k \right)^2 + \left(\sum_k \lambda_k a_k \sin \varphi_k \right)^2,$$

или после преобразования

$$\begin{aligned} a^2 &= \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l a_k a_l \cos(\varphi_k - \varphi_l) = \\ &= \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l a_k a_l \cos\left(\frac{E_k - E_l}{\hbar} t - \beta'_k + \beta'_l\right). \end{aligned} \quad (6.10)$$

Таким образом, плотность квазиполя a^2 будет в нестационарном состоянии состоять из суммы слагаемых, часть которых, при $k = l$, постоянны, а часть, при $k \neq l$, синусоидальны с угловыми частотами $\frac{E_k - E_l}{\hbar}$. Отсюда следует, что квантон с волновой функцией (6.3) будет являться колебательной системой с $(n - 1)$ степенями свободы, где n — число членов в сумме формулы (6.3).

Найдем скорость движения \mathbf{V} квазиполя и Т-частицы. Для β из (6.9) получим

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{\sum_k \lambda_k a_k \sin \varphi_k}{\sum_l \lambda_l a_l \cos \varphi_l}. \quad (6.11)$$

Скорость движения элементов квазиполя и Т-частицы, согласно (1.8), будет $\mathbf{V} = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta$. Далее:

$$\nabla \beta = \mathbf{i} \frac{\partial \beta}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial \beta}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial \beta}{\partial z}, \quad (6.12)$$

где $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ — орты,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \beta}{\partial x} &= \frac{1}{1 + \left(\frac{\sum_k \lambda_k a_k \sin \varphi_k}{\sum_l \lambda_l a_l \cos \varphi_l} \right)^2} \times \\ &\times \left[\sum_k \lambda_k \left(\frac{\partial a_k}{\partial x} \sin \varphi_k + a_k \frac{\partial \varphi_k}{\partial x} \cos \varphi_k \right) \sum_l \lambda_l a_l \cos \varphi_k - \right. \\ &- \left. \sum_k \lambda_k a_k \sin \varphi_k \sum_l \lambda_l \left(\frac{\partial a_l}{\partial x} \cos \varphi_l - a_l \frac{\partial \varphi_l}{\partial x} \sin \varphi_l \right) \right] \frac{1}{\left| \sum_l \lambda_l a_l \cos \varphi_l \right|^2} = \\ &= \frac{1}{a^2} \left[\sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l \frac{\partial a_k}{\partial x} a_l \sin \varphi_k \cos \varphi_l + \right. \\ &+ \left. \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l a_k a_l \frac{\partial \varphi_k}{\partial x} \cos \varphi_k \cos \varphi_l \right] + \\ &+ \frac{1}{a^2} \left[- \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l a_k \frac{\partial a_l}{\partial x} \sin \varphi_k \cos \varphi_l + \right. \\ &+ \left. \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l a_k a_l \frac{\partial \varphi_l}{\partial x} \sin \varphi_k \sin \varphi_l \right]. \end{aligned}$$

Меняя k и l местами во второй и третьей суммах и складывая первую сумму с третьей, а вторую с четвертой, получим

$$\frac{\partial \beta}{\partial x} = \frac{1}{a^2} \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l \frac{\partial a_k}{\partial x} a_l \sin(\varphi_k - \varphi_l) + \\ + \frac{1}{a^2} \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l a_k a_l \frac{\partial \varphi_l}{\partial x} \cos(\varphi_k - \varphi_l).$$

Аналогичные выражения получим для $\frac{\partial \beta}{\partial y}$ и $\frac{\partial \beta}{\partial z}$. Отсюда, с помощью (6.12), получим

$$\nabla \beta = \frac{1}{a^2} \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l [a_l \nabla a_k \sin(\varphi_k - \varphi_l) + a_k a_l \nabla \varphi_l \cos(\varphi_k - \varphi_l)] = \\ = \frac{1}{2a^2} \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l [(a_l \nabla a_k - a_k \nabla a_l) \sin(\varphi_k - \varphi_l) + \\ + a_k a_l (\nabla \varphi_k + \nabla \varphi_l) \cos(\varphi_k - \varphi_l)].$$

Скорость движения элементов квазиполя и Т-частицы будет

$$\mathbf{V} = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta = \\ = \frac{\hbar}{2ma^2} \sum_k \sum_l \lambda_k \lambda_l \left[(a_k \nabla a_l - a_l \nabla a_k) \sin \left(\frac{E_l - E_k}{\hbar} t + \beta_k - \beta_l \right) + \right. \\ \left. + a_k a_l (\nabla \beta_k + \nabla \beta_l) \cos \left(\frac{E_l - E_k}{\hbar} t + \beta_k - \beta_l \right) \right]. \quad (6.13)$$

Таким образом, если все слагаемые волновой функции будут соответствовать статическим стационарным состояниями, то есть все $\nabla \beta = 0$, то все слагаемые скорости будут синусоидальными. При наличии динамических слагаемых членов, у которых $k = l$, дадут постоянные слагаемые скорости.

6.4. Рассмотрим более подробно случай, когда волновая функция состоит только из двух слагаемых и эти слагаемые статические. Этот случай соответствует переходу из одного статического состояния в другое. Будем иметь

$$\psi' = \lambda_1 \psi'_1 + \lambda_2 \psi'_2 = ae^{i\beta}, \quad \psi'_1 = a_1 e^{i\beta_1} = a_1 e^{-i \frac{E_1}{\hbar} t}, \\ \psi'_2 = a_2 e^{i\beta_2} = a_2 e^{-i \frac{E_2}{\hbar} t}, \quad \lambda_1^2 + \lambda_2^2 = 1.$$

Энергия такого квантона будет равна, в соответствии с (6.6),

$$E = \lambda_1^2 E_1 + \lambda_2^2 E_2 = (1 - \lambda_2^2) E_1 + \lambda_2^2 E_2 = E_1 - \lambda_2^2 (E_1 - E_2).$$

Плотность квазиполя, на основании (6.10), будет равна

$$a^2 = \lambda_1^2 a_1^2 + \lambda_2^2 a_2^2 + 2\lambda_1 \lambda_2 a_1 a_2 \cos \left(\frac{E_1 - E_2}{\hbar} t - \beta_1 + \beta_2 \right).$$

Поскольку в этом выражении все величины, кроме t , постоянны по времени, то a^2 во всех точках пространства будет меняться в такт

по косинусу с угловой частотой $\omega = \frac{E_1 - E_2}{\hbar}$, одновременно достигая максимума или минимума в зависимости от знака произведения $a_1 a_2$. Найдем теперь выражение для $a^2 V$ — интенсивности движения квазиполя и Т-частицы. В рассматриваемом случае, на основании (6.13), получим

$$a^2 \mathbf{V} = \frac{\hbar}{2m} \lambda_1 \lambda_2 (a_1 \nabla a_2 - a_2 \nabla a_1) \sin \left(\frac{E_2 - E_1}{\hbar} t + \beta_1 - \beta_2 \right). \quad (6.14)$$

Отметим, что β_k и β_l влияют только на фазу колебаний. Интенсивность движения квазиполя $a^2 \mathbf{V}$ будет изменяться во всем пространстве в такт по синусоидальному закону. Направление движения будет совпадать с направлением вектора $\mathbf{A} = a_1 \nabla a_2 - a_2 \nabla a_1$, которое не зависит от времени. Таким образом, элементы квазиполя будут двигаться взад и вперед вдоль вектора \mathbf{A} во всем пространстве.

В качестве примера рассмотрим случай суммы волновых функций атома водорода $\psi_{2,0,0}$ и $\psi_{1,0,0}$ (обозначения см. гл. 5). В этом случае

$$\begin{aligned} a_1 &= \psi'_{1,0,0} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\rho}, \quad \nabla a_1 = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\rho} \frac{\mathbf{p}}{\rho}, \\ a_2 &= \psi'_{2,0,0} = \frac{1}{\sqrt{8\pi}} e^{-\rho/2} \left(1 - \frac{\rho}{2} \right), \quad \nabla a_2 = -\frac{1}{\sqrt{32\pi}} \mathbf{p} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{2} \right) e^{-\rho/2}, \\ \mathbf{A} &= \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} e^{-3\rho/2} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{2} \right) \mathbf{p} + \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} e^{-3\rho/2} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{2} \right) \mathbf{p} = \\ &= \frac{3}{4\sqrt{2}\pi} e^{-3\rho/2} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{2} \right) \mathbf{p}. \end{aligned}$$

Таким образом, движение элементов квазиполя и Т-частицы будет происходить по прямым, идущим через начало координат.

Картина траекторий в плоскости, проходящей через начало координат, изображена на рис. 6. В моменты, когда в формуле (6.14) синусы положительны, движение идет по стрелке, когда отрицательны, то в обратном направлении. Элементы квазиполя, находящиеся на сфере с $\rho = 2$, неподвижны.

Вместе с одним из элементов квазиполя движется Т-частица. Ее начальное положение случайно. Вероятность его дается выражением (2.4).

Траектории движения квазиполя по времени нетрудно получить из уравнения (6.3). Следует отметить, что траектория элемента квазиполя и, значит, Т-частицы, согласно (6.14), будет периодической, но при достаточно больших амплитудах не синусоидальной, так как множитель перед синусом в (6.14) будет меняться во времени.

На рис. 6.1 отдельными отрезками показаны примеры различных вариантов траекторий, по которым будет двигаться Т-частица. Она будет попадать в точки $+1$ в моменты, когда синус равен $+1$, и в точки -1 , когда синус равен -1 . Размах колебаний зависит от произведения $\lambda_1 \lambda_2$. Из соотношения (6.14) следует, что это произведение будет

стремиться к нулю, когда одно из λ стремится к нулю или единице, и принимать максимальное значение, равное $1/2$, когда они равны.

Из сказанного выше следует, что амплитуды колебаний должны оставаться постоянными, что противоречит опыту и закону сохранения энергии, если Т-частица имеет заряд. Действительно, в этом случае, колебляясь, она будет излучать электромагнитное поле, и квантон должен терять энергию, что потребует изменения со временем картины его колебаний.

6.5. Из классической электродинамики известно, что при синусоидальном движении заряженного тела со скоростью $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 \sin \omega t$ на него будет действовать дополнительная сила торможения, которая отнимает энергию, идущую на излучение электромагнитного поля. В системе (СИ) эта сила равна $\mathbf{f} = \frac{-\mu_0 q \omega^2}{6\pi c} \mathbf{V} n$, где q — заряд тела в кулонах, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света.

Таким образом, эта сила действует вдоль направления, обратного скорости. Очевидно, эта сила не меняет фазу и частоту колебаний, а оказывается только на их амплитуде.

Потеря мощности за период будет

$$\begin{aligned} \int_{-T/2}^{T/2} -f_0 \cos \omega t \cdot V_0 \cos \omega t dt &= -f_0 V_0 \int_{-T/2}^{T/2} \cos^2 \omega t dt = \\ &= -\frac{1}{2} f_0 V_0 T = -\frac{\pi}{\omega} f_m V_m = \frac{\pi \mu_0 q \omega V_m^2}{6\pi c} \text{Дж} = \frac{\mu_0 q \omega^3 l^2}{6c} \text{эВ} = \\ &= \frac{\mu_0 q 8\pi^3 c^3 l^2}{6c \lambda^3} = \frac{4}{3} \pi^3 \mu_0 q \frac{c^2 l^2}{\lambda^3}. \end{aligned}$$

Для оптического диапазона $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ см, $l = 0,3 \cdot 10^{-10}$ м,

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{\omega} f_m V_m &= \frac{4\pi^3 12,567 \cdot 10^{-7} \cdot 1,6022 \cdot 10^{-19} \cdot 9 \cdot 10^{16} \cdot 0,3^2 \cdot 10^{-20}}{3 \cdot 125 \cdot 10^{-21}} = \\ &= 0,546 \cdot 10^{-9} \text{ эВ}. \end{aligned}$$

При переходе с одного уровня энергии на другой, в случае излучения в оптическом диапазоне, расходуется энергия порядка 1 эВ. Для этого в атоме, если на него действуют внешние поля, должно совершаться порядка 10^9 колебаний. Ясно, что если рассматриваются процессы длительностью несколько сотен или тысяч периодов и на атом не действуют внешние поля для торможения или излучения электрона, то собственным излучением можно пренебречь.

Рассмотрим случай, когда квантон вначале был в статическом стационарном состоянии с энергией E_k и составляющие с другими энергиями в этой волновой функции отсутствовали. В этом состоянии квантон может пребывать сколь угодно долго — в нем колебаний нет, он энергии не теряет. Пусть далее, благодаря внешним воздействиям,

в волновой функции появились колебания, соответствующие стационарному колебанию с энергией $E_l > E_k$.

При этом, как было показано в этой главе, Т-частица начнет колебаться с частотой $\omega = \frac{E_l - E_k}{\hbar}$ и начнет излучаться энергия. Энергия квантона равна

$$E = \lambda_k^2 E_k + \lambda_l^2 E_l = (1 - \lambda_l^2) E_k + \lambda_l^2 E_l = E_k + \lambda_l^2 (E_l - E_k).$$

Она должна со временем уменьшаться. Для этого λ_l должна уменьшаться и стремиться к нулю. Сначала, пока λ_l не очень мала и колебания Т-частицы, которые пропорциональны $\lambda_l \lambda_k = \sqrt{1 - \lambda_l^2} \lambda_l$, еще значительны, скорость уменьшения λ_l будет больше. Затем, по мере уменьшения λ_l , она будет замедляться и асимптотически стремиться к нулю. Квазиполе будет асимптотически переходить в начальное состояние с $E = E_k$.

Рассмотрим теперь случай, когда возникнут дополнительные колебания с $E_l < E_k$. В этом случае при уменьшении энергии из-за излучения λ_l должно увеличиваться. Это приводит к увеличению произведения $\lambda_k \lambda_l$. Колебания Т-частицы будут со временем расти, и скорость роста λ_l увеличится.

Если система находится в стационарном статическом состоянии, так будет продолжаться до тех пор, пока не будет $\lambda_l = \lambda_k = 1/\sqrt{2}$. Затем, с дальнейшей потерей энергии, λ_l будет продолжать расти, но произведение $\lambda_k \lambda_l$ будет уменьшаться, и рост λ_l замедлится. Замедлится и рост амплитуды колебаний. В пределе мы подойдем асимптотически к состоянию, когда $\lambda_l = 1$ а $\lambda_k = 0$, т.е. квантон окажется в статическом стационарном состоянии с энергией E_l . Таким образом, он потратит на излучение энергию кванта, равную $E_k - E_l$.

Итак, если система находится в стационарном состоянии с энергией E_k и нет внешних воздействий, то она может находиться в этом состоянии сколь угодно долго. Если система имеет волновую функцию, состоящую из двух слагаемых, соответствующих энергиям E_k и E_l , то в ней будут происходить колебания с частотой $|E_k - E_l|/\hbar$, и она будет терять энергию, идущую на электромагнитное излучение. В результате чего коэффициент у члена, соответствующего большей энергии, будет уменьшаться, а у члена с меньшей энергией — увеличиваться, и система асимптотически перейдет в состояние, характеризующееся меньшей энергией.

6.6. Рассмотрим действие синусоидального периодического поля на квантон, находящийся в статическом нестационарном состоянии. В качестве примера возьмем атом водорода и электрическое поле. Пусть вначале атом находится в стационарном статическом состоянии и имеет энергетический уровень E_k . Пусть на него начинает действовать синусоидальное электрическое поле с частотой $\omega = (E_k - E_l)/\hbar$, где $E_l < E_k$ и является также одним из уровней возможной ста-

ционарной энергии атома. Как было показано в 6.3, в этом случае в квантоне могут возникнуть слабо затухающие синусоидальные колебания с частотой ω . Энергия его будет $E = \lambda_k^* \lambda_k E_k - \lambda_l^* \lambda_l E_l = E_k - (E_k - E_l) \lambda_l^* \lambda_l$. По мере раскачки внешним полем энергия атома будет уменьшаться и переходить в поле излучения.

Рассмотрим воздействие синусоидального поля на квантовую систему. Как видно из (6.10) и (6.13), такая система может совершать слабо затухающие периодические колебания с угловыми частотами, равными $(E_k - E_l)/\hbar$. Если на нее будет воздействовать периодическая сила с одной из таких частот, то в случае, когда направление действия внешней силы, действующей на Т-частицу, будет совпадать со скоростью движения частицы, она будет передавать ей энергию. Если она будет противоположна скорости, то — отнимать. Если частота внешнего поля будет близка к собственной частоте квантовой системы, то часть времени ей будет передаваться энергия, а часть времени отниматься из нее. При больших разностях частот внешнее поле будет действовать мало.

Приложение 1

Пусть задано поле скоростей $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$, которые будут иметь Т-частица, если будет находиться в момент t в точке с радиус-вектором \mathbf{r} . Тогда, если задать начальное положение частицы, то мы, зная это поле скоростей, будем знать траекторию полета частицы. Найдем ее ускорение при движении по этой траектории. Очевидно

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\mathbf{V}(\mathbf{r} + \mathbf{V}dt, t + dt) - \mathbf{V}(\mathbf{r}, t)}{dt}.$$

Тут было учтено, что за время dt частица переместится на отрезок $\mathbf{V} dt$. Найдем сначала проекцию ускорения на ось x . Очевидно

$$\begin{aligned} \frac{dV_X}{dt} &= \frac{V_X(x + V_X dt, y + V_Y dt, z + V_Z dt, t + dt) - V_X(x, y, z, t)}{dt} = \\ &= \frac{\partial V_X}{\partial x} V_X + \frac{\partial V_X}{\partial y} V_Y + \frac{\partial V_X}{\partial z} V_Z + \frac{\partial V_X}{\partial t} = \\ &= \frac{\partial V_X}{\partial x} V_X + \frac{\partial V_Y}{\partial x} V_Y + \frac{\partial V_Z}{\partial x} V_Z - \frac{\partial V_Y}{\partial x} V_Y - \\ &\quad - \frac{\partial V_Z}{\partial x} V_Z + \frac{\partial V_X}{\partial y} V_Y + \frac{\partial V_X}{\partial z} V_Z + \frac{\partial V_X}{\partial t} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{V}^2}{\partial x} - V_Y \left(\frac{\partial V_Y}{\partial x} - \frac{\partial V_X}{\partial y} \right) + V_Z \left(\frac{\partial V_X}{\partial z} - \frac{\partial V_Z}{\partial x} \right) + \frac{\partial V_X}{\partial t} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{V}^2}{\partial x} - V_Y \{\nabla \times \mathbf{V}\}_Z + V_Z \{\nabla \times \mathbf{V}\}_Y + \frac{\partial V_X}{\partial t} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{V}^2}{\partial x} - \{\mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V})\}_X + \frac{\partial V_X}{\partial t}, \end{aligned}$$

где через $\{\nabla \times \mathbf{V}\}_Z$, $\{\nabla \times \mathbf{V}\}_Y$, $\{\mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V})\}_X$ обозначены проекции на оси z , y , x векторов, стоящих в фигурных скобках.

Аналогичные выражения получим для проекций $d\mathbf{V}/dt$ на оси y , z . Умножая эти проекции на соответствующие орты и складывая полученные результаты, будем иметь для ускорения выражение

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{2} \nabla(\mathbf{V}^2) - \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V}) + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}. \quad (\text{П1.1})$$

Приложение 2

Докажем математическую теорему, касающуюся функций, удовлетворяющих уравнению Шредингера.

Теорема. Если $\psi_1(\mathbf{r}, t)$ и $\psi_2(\mathbf{r}, t)$ меняются со временем согласно одному и тому же уравнению Шредингера, т. е.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_1 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi_1 + U \psi_1, \quad (\text{П2.1})$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi_2 + U \psi_2, \quad (\text{П2.2})$$

то

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_q \psi_1^* \psi_2 dq = i \frac{\hbar}{2m} \int_S (\psi_1^* \nabla \psi_2 - \psi_2 \nabla \psi_1^*) dS. \quad (\text{П2.3})$$

Здесь первый интеграл берется по любому объему q , а второй по замкнутой поверхности S вокруг этого объема.

Значком * здесь и далее обозначается комплексно сопряженная величина.

Очевидно, что из (П2.1) следует

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_1^* = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi_1^* + U \psi_1^*. \quad (\text{П2.4})$$

Умножая уравнение (П2.2) на ψ_1^* и уравнение (П2.4) на ψ_2 , получим

$$i\hbar \psi_1^* \frac{\partial}{\partial t} \psi_2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \psi_1^* \nabla^2 \psi_2 + U \psi_1^* \psi_2, \quad (\text{П2.5})$$

$$-i\hbar \psi_2 \frac{\partial}{\partial t} \psi_1^* = -\frac{\hbar^2}{2m} \psi_2 \nabla^2 \psi_1^* + U \psi_1^* \psi_2. \quad (\text{П2.6})$$

Затем, вычитая из (П2.5) выражение (П2.6), будем иметь

$$i\hbar \left(\psi_1^* \frac{\partial}{\partial t} \psi_2 + \psi_2 \frac{\partial}{\partial t} \psi_1^* \right) = -\frac{\hbar^2}{2m} (\psi_1^* \nabla^2 \psi_2 - \psi_2 \nabla^2 \psi_1^*),$$

или

$$\frac{\partial}{\partial t} (\psi_1^* \psi_2) = \frac{i\hbar}{2m} \nabla (\psi_1^* \nabla \psi_2 - \psi_2 \nabla \psi_1^*).$$

Наконец, интегрируя по объему q и используя теорему Гаусса–Остроградского, получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_q \psi_1^* \psi_2 dq &= i \frac{\hbar}{2m} \int_q \nabla (\psi_1^* \nabla \psi_2 - \psi_2 \nabla \psi_1^*) dq = \\ &= i \frac{\hbar}{2m} \oint_S (\psi_1^* \nabla \psi_2 - \psi_2 \nabla \psi_1^*) d\mathbf{S}, \end{aligned}$$

что доказывает теорему.

Следствие 1. *Если ψ_1 и ψ_2 меняются со временем согласно одному и тому же уравнению Шредингера и область, где $|\psi_1| \neq 0$, можно окружить замкнутой поверхностью, на которой ψ_1 и $\nabla \psi_1$ равны нулю, то интеграл*

$$\int_q \psi_1^* \psi_2 dq \tag{П2.7}$$

не зависит от времени.

Действительно, в этом случае можно при интегрировании по поверхности считать ψ_1^* и $\nabla \psi_1^*$ равными нулю. Тогда правая часть равенства (П.2.3) оказывается равной нулю, откуда следует, что $\frac{\partial}{\partial t} \int_q \psi_1^* \psi_2 dq = 0$.

Приложение 3

Пусть имеются две системы координат, которые могут перемещаться друг относительно друга так, что радиус-вектор некоторой точки в первой системе \mathbf{r}_1 и радиус-вектор той же точки во второй системе координат \mathbf{r}_2 удовлетворяют соотношению

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 - \mathbf{S}(t), \tag{П3.1}$$

где $\mathbf{S}(t)$ вектор смещения второй системы координат относительно первой (см. рис. П3.1), причем $\mathbf{S}(t)$ может зависеть только от времени, но не от координат.

Пусть волновая функция в первой системе координат будет

$$\psi_1(\mathbf{r}_1, t) = a_1(\mathbf{r}_1, t) e^{i\beta_1(\mathbf{r}_1, t)} \tag{П3.2}$$

и пусть она удовлетворяет в этой системе уравнению Шредингера

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi_1(\mathbf{r}_1, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi_1(\mathbf{r}_1, t) + \psi_1(\mathbf{r}_1, t) U_1(\mathbf{r}_1, t). \tag{П3.3}$$

Найдем выражение для волновой функции того же процесса во второй системе координат

$$\psi_2(\mathbf{r}_2, t) = a_2(\mathbf{r}_2, t) e^{i\beta_2(\mathbf{r}_2, t)} \tag{П3.4}$$

и уравнение Шредингера, которому она должна удовлетворять.

Очевидно, для квазиполя будем иметь

$$a_2^2(\mathbf{r}_2, t) = a_1^2(\mathbf{r}_1, t) = a_1^2(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t), \quad (\text{П3.5})$$

$$\mathbf{V}_2(\mathbf{r}_2, t) = \mathbf{V}_1(\mathbf{r}_1, t) - \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} = \mathbf{V}_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t) - \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t}, \quad (\text{П3.6})$$

где \mathbf{V}_2 и \mathbf{V}_1 — скорости движения квазиполя и Т-частицы в соответствующих системах координат.

С волновой функцией дело будет сложнее. Очевидно, что для a_2 остается справедливым выражение (П3.5). Далее, из формулы (П3.6), учитывая (1.8), получим

$$\frac{\hbar}{m} \nabla \beta_2(\mathbf{r}_2, t) = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) - \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} = \frac{\hbar}{m} \nabla \beta_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t) - \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t}. \quad (\text{П3.7})$$

Здесь и далее мы будем считать, что при взятии частных производных при вычислении ∇ они берутся по переменным \mathbf{r}_1 или \mathbf{r}_2 , присутствующим в скобках.

Поэтому в уравнении (П3.7) частные производные при подсчете $\nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t)$ берутся в первой системе координат, считая t постоянным и \mathbf{r}_1 переменным, а при подсчете $\nabla \beta_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t)$ берутся во второй системе координат, считая t постоянным и \mathbf{r}_2 переменным. Поскольку при постоянном t , в соответствии с (П3.1), приращения \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 равны, то частные производные по координатам в обоих случаях будут также равны и $\nabla \beta_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t) = \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t)$.

Равенство (П3.7) будет удовлетворяться, если принять

$$\begin{aligned} \beta_2(\mathbf{r}_2, t) &= \beta_1(\mathbf{r}_1, t) - \frac{m}{\hbar} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \mathbf{r}_2 + f(t) = \\ &= \beta_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t) - \frac{m}{\hbar} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \mathbf{r}_2 + f(t), \end{aligned} \quad (\text{П3.8})$$

где $f(t)$ — произвольная функция времени, не зависящая от координат. В справедливости (П3.8) можно убедиться, умножив обе части этого уравнения на ∇ .

Поскольку ψ_1 удовлетворяет уравнению Шредингера, то, согласно уравнениям (1.6а) и (1.7), должно быть

$$\frac{\partial a_1(\mathbf{r}_1, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2m} [2\nabla a_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) + a_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \nabla^2 \beta_1(\mathbf{r}_1, t)] \quad (\text{П3.9})$$

и

$$-\hbar \frac{\partial \beta_1(\mathbf{r}_1, t)}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ -\frac{\nabla^2 a_1(\mathbf{r}_1, t)}{a_1(\mathbf{r}_1, t)} + [\beta_1(\mathbf{r}_1, t)]^2 \right\} + U_1(\mathbf{r}_1, t), \quad (\text{П3.10})$$

где производные берутся в первой системе.

Для a_2 и β_2 должно быть справедливо уравнение Шредингера во второй системе координат или, что то же, уравнения, аналогич-

ные (П3.9) и (П3.10):

$$\frac{\partial a_2(\mathbf{r}_2, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2m} [2\nabla a_2(\mathbf{r}_2, t) \cdot \nabla \beta_2(\mathbf{r}_2, t) + a_2(\mathbf{r}_2, t) \cdot \nabla^2 \beta_2(\mathbf{r}_2, t)], \quad (\text{П3.11})$$

$$-\hbar \frac{\partial \beta_2(\mathbf{r}_2, t)}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ -\frac{\nabla^2 a_2(\mathbf{r}_2, t)}{a_2} + [\nabla \beta_2(\mathbf{r}_2, t)]^2 \right\} + U_2(\mathbf{r}_2, t). \quad (\text{П3.12})$$

Проверим это, подставив значения a_2 и β_2 из (П3.5) и (П3.8), и найдем значения $f(t)$ и U_2 . Левая часть уравнения (П3.11) будет

$$\frac{\partial a_2(\mathbf{r}_2, t)}{\partial t} = \frac{\partial a_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t)}{\partial t} = \nabla a_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t) \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \frac{\partial a_1(\mathbf{r}_1, t)}{\partial t}. \quad (\text{П3.13})$$

Здесь в $a_2(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t)$ с изменением t меняются оба аргумента. Первый член правой части (П3.13) является производной по времени за счет изменения первого аргумента $\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}(t)$ при постоянном втором, а второй — при изменении второго аргумента t при постоянном первом, равным \mathbf{r}_1 .

Правая часть равенства (П3.11) при замене a_2 и β_2 , в соответствии с (П3.5) и (П3.7), будет

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar}{2m} [2\nabla a_2(\mathbf{r}_2, t) \cdot \nabla \beta_2(\mathbf{r}_2, t) + a_2(\mathbf{r}_2, t) \cdot \nabla^2 \beta_2(\mathbf{r}_2, t)] &= \\ &= -\frac{\hbar}{2m} \left\{ 2\nabla a_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \left[\nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) - \frac{m}{\hbar} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right] + \right. \\ &\quad \left. + a_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \nabla^2 \beta_1(\mathbf{r}_1, t) \right\} = -\frac{\hbar}{m} \nabla a_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) + \\ &\quad + \nabla a_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} - \frac{\hbar}{2m} a_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \nabla^2 \beta_1(\mathbf{r}_1, t). \quad (\text{П3.14}) \end{aligned}$$

В соответствии со сказанным ранее, принято, что $\nabla a_2(\mathbf{r}_2, t) = \nabla a_1(\mathbf{r}_1, t)$, $\nabla \beta_2(\mathbf{r}_2, t) = \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t)$, и $\nabla \frac{\partial \mathbf{S}(t)}{\partial t} = 0$.

Вычитая из выражений (П3.13) и (П3.14) одинаковый член $\nabla a_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t}$, мы получим, что выражение (П3.13) будет равно левой части уравнения (П3.9), а выражение (П3.14) — правой части этого уравнения. Таким образом, выражения (П3.11) и (П3.9) оказываются идентичными, а это значит, что уравнение (П3.11) справедливо.

Перейдем к уравнению (П3.12). Для левой части этого уравнения, пользуясь выражением (П3.8) и рассуждая аналогично предыдущему, получим

$$\begin{aligned} -\hbar \frac{\partial \beta_2(\mathbf{r}_2, t)}{\partial t} &= -\hbar \frac{\partial \beta_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t)}{\partial t} + m \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} \mathbf{r}_2 - \hbar \frac{\partial f}{\partial t} = \\ &= -\hbar \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) \cdot \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} - \hbar \frac{\partial \beta_1(\mathbf{r}_1, t)}{\partial t} + m \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} \mathbf{r}_2 - \hbar \frac{\partial f}{\partial t}. \quad (\text{П3.15}) \end{aligned}$$

Для правой части уравнения (ПЗ.11) после замены переменных, учитывая (ПЗ.7) и переходя ко второй системе координат, будем иметь, действуя аналогично предыдущему,

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ -\frac{\nabla^2 a_1(\mathbf{r}_1, t)}{a_1(\mathbf{r}_1, t)} + \left[\nabla \beta_1(r_1, t) - \frac{m}{\hbar} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right]^2 \right\} + U_2(\mathbf{r}_2, t) = \\ = \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ -\frac{\nabla^2 a_1(\mathbf{r}_1, t)}{a_1(\mathbf{r}_1, t)} + [\nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t)]^2 \right\} - \hbar \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \\ + \frac{m}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right)^2 + U_2(\mathbf{r}_2, t). \quad (\text{ПЗ.16}) \end{aligned}$$

Приравнивая правые части (ПЗ.15) и (ПЗ.16), получим вместо (ПЗ.12) уравнение

$$\begin{aligned} -\hbar \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1 t) \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} - \hbar \frac{\partial \beta_1(\mathbf{r}_1, t)}{\partial t} + m \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} \mathbf{r}_2 - \hbar \frac{\partial f}{\partial t} = \\ = \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ -\frac{\nabla^2 a_1(\mathbf{r}_1, t)}{a_1(\mathbf{r}, t)} + [\nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t)]^2 \right\} - \hbar \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \\ + \frac{m}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right)^2 + U_2(\mathbf{r}_2, t) \end{aligned}$$

и, вычитая из него уравнение (ПЗ.10), получим

$$\begin{aligned} -\hbar \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1 t) \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + m \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} \mathbf{r}_2 - \hbar \frac{\partial f}{\partial t} = \\ = -\hbar \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \frac{m}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right)^2 + U_2(\mathbf{r}_2 t) - U_1(\mathbf{r}_1 t). \quad (\text{ПЗ.17}) \end{aligned}$$

Чтобы удовлетворялось уравнение Шредингера (ПЗ.12), должно удовлетворяться уравнение (ПЗ.17). Исходя из этого, найдем значения U_2 и f , которые у нас пока не были определены. Приравнивая в (ПЗ.17) члены, зависящие только от времени, получим

$$-\hbar \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{m}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right)^2$$

или

$$f(t) = -\frac{m}{2\hbar} \int \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right)^2 dt. \quad (\text{ПЗ.18})$$

И приравнивая остальные члены в (ПЗ.17), получим

$$U_2(\mathbf{r}_2, t) = U_1(\mathbf{r}_1, t) + m \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} \mathbf{r}_2. \quad (\text{ПЗ.19})$$

Для внешней силы во второй системе координат получим

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{02}(\mathbf{r}_2, t) = -\nabla U_2(\mathbf{r}_2, t) = -\nabla U_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t) - m \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} = \\ = \mathbf{F}_{01}(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t) - m \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2}, \quad (\text{ПЗ.19}) \end{aligned}$$

где \mathbf{F}_{01} внешняя сила в первой системе. И для силы квазиполя во второй системе

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_{q2}(\mathbf{r}_2, t) &= \frac{\hbar^2}{2m} \nabla \frac{\nabla^2 a_2(\mathbf{r}_2, t)}{a_2(\mathbf{r}_2, t)} = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla \frac{\nabla^2 a_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t)}{a_1(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t)} = \\ &= \mathbf{F}_{q1}(\mathbf{r}_2 + \mathbf{S}, t),\end{aligned}\quad (\text{П3.20})$$

где \mathbf{F}_{q1} — силы квазиполя в первой системе.

На основании сказанного можно сформулировать следующее *правило преобразования координат*.

Если в некоторой системе координат, которую назовем первой, волновая функция $\psi_1(\mathbf{r}_1, t) = a_1(\mathbf{r}_1, t) e^{i\beta_1(\mathbf{r}_1, t)}$ удовлетворяет уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1(\mathbf{r}_1, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi_1(\mathbf{r}_1, t) + \psi_1(\mathbf{r}_1, t) U_1(\mathbf{r}_1, t), \quad (\text{П3.21})$$

то во второй системе координат, для которой

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 + \mathbf{S}(t), \quad (\text{П3.22})$$

этая волновая функция будет

$$\psi_2(\mathbf{r}_2, t) = a_2(\mathbf{r}_2, t) e^{i\beta_2(\mathbf{r}_2, t)},$$

где

$$a_2(\mathbf{r}_2, t) = a_1(\mathbf{r}_1, t), \quad (\text{П3.23})$$

$$\beta_2(\mathbf{r}_2, t) = \beta_1(\mathbf{r}_1, t) - \frac{m}{\hbar} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \mathbf{r}_2 - \frac{m}{2\hbar} \int \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right)^2 dt, \quad (\text{П3.24})$$

$$\nabla \beta_2(\mathbf{r}_2, t) = \nabla \beta_1(\mathbf{r}_1, t) - \frac{m}{\hbar} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t}. \quad (\text{П3.25})$$

Здесь и далее индекс 1 соответствует первой системе координат, индекс 2 — второй.

$\psi_2(\mathbf{r}_2, t)$ будет удовлетворять уравнению Шредингера (П3.21), в котором индексы 1 заменены на индексы 2 и

$$U_2(\mathbf{r}_2, t) = U_1(\mathbf{r}_1, t) + \frac{m}{\hbar} \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} \mathbf{r}_2. \quad (\text{П3.26})$$

Для скоростей T -частицы и элементов квазиполя во второй системе координат будем иметь

$$\mathbf{V}_2(\mathbf{r}_2, t) = \mathbf{V}_1(\mathbf{r}_1, t) + \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t}. \quad (\text{П3.27})$$

И, наконец, для силы внешнего поля

$$\mathbf{F}_{02}(\mathbf{r}_2, t) = \mathbf{F}_{01}(\mathbf{r}_1, t) + m \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} \quad (\text{П3.28})$$

и сил квазиполя

$$\mathbf{F}_{q2}(\mathbf{r}_2, t) = \mathbf{F}_{q1}(\mathbf{r}_1, t). \quad (\text{П3.29})$$

Приложение 4

Будем считать N функций ψ_k линейно независимыми, если при любых постоянных c_k , из которых хотя бы одна не равнялась нулю, функция

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^N c_k \psi_k(\mathbf{r}) \quad (\text{П4.1})$$

не может равняться нулю при любых значениях \mathbf{r} .

Теорема. Если имеются N линейно независимых функций $\psi_k(\mathbf{r})$, то можно выбрать N взаимно ортогональных функций $\psi'_k(\mathbf{r})$, с помощью которых любая из функций вида (П4.1) может быть представлена выражением

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^N c'_k \psi'_k(\mathbf{r}). \quad (\text{П4.2})$$

Для доказательства предложим следующую процедуру образования ψ'_k . Возьмем $\psi'_1 = \psi_1$. Дальше последовательно, в порядке возрастания k , будем определять ψ'_k по формуле

$$\psi'_k = \psi_k - \sum_{l=1}^{k-1} \psi'_l \frac{\int \psi_k \psi_l'^* dq}{\int \psi_l' \psi_l'^* dq}. \quad (\text{П4.3})$$

Здесь интегралы берутся по всему пространству.

Для $k = 2$ получим

$$\psi'_2 = \psi_2 - \psi'_1 \frac{\int \psi_2 \psi_1'^* dq}{\int \psi_1' \psi_1'^* dq},$$

ψ'_2 будет ортогональна ψ'_1 , поскольку

$$\int \psi'_2 \psi'_1'^* dq = \int \psi_2 \psi_1'^* dq - \int \psi_1 \psi_1'^* dq \frac{\int \psi_2 \psi_1'^* dq}{\int \psi_1' \psi_1'^* dq} = 0.$$

Далее докажем, что ψ'_k будет ортогональна всем ψ'_m при $m < k$. Действительно,

$$\begin{aligned} \int \psi'_k \psi'_m'^* dq &= \int \psi_k \psi_m'^* dq - \sum_{l=1}^{k-1} \psi'_l \psi_m'^* dq \frac{\int \psi_k \psi_l'^* dq}{\int \psi_l' \psi_l'^* dq} = \\ &= \int \psi_k \psi_m'^* dq - \int \psi_m' \psi_m'^* dq \frac{\int \psi_k \psi_m'^* dq}{\int \psi_m' \psi_m'^* dq} = 0. \end{aligned}$$

Тут было принято, что

$$\int \psi_l' \psi_m'^* dq = 0 \quad (\text{П4.4})$$

при $l < k$, $m < k$ и $l \neq m$, поэтому в сумме останется только один член с $l = m$. Таким образом, если (П4.4) справедливо для $l < k$ и $m < k$, то оно будет справедливо и для $l \leq k$ и $m \leq k$. Как было показано, оно

справедливо для $k = 2$. Таким образом оно будет справедливо и для всех $k \leq N$.

Представленное доказательство будет непригодно, если одно из ψ'_l окажется равным нулю, так как в этом случае в формуле (П4.3) в знаменателе окажется ноль. Но это невозможно по условиям теоремы. Действительно, пусть при $m < k$ $\psi'_m \neq 0$, а $\psi'_k = 0$ для всех \mathbf{r} . Тогда из (П4.3) получим

$$0 = \psi_k - \sum_{m=1}^{k-1} \psi'_m \frac{\int \psi_k \psi_m'^* dq}{\int \psi_m' \psi_m'^* dq}. \quad (\text{П4.5})$$

В этом выражении дроби будут постоянными конечными величинами, и при замене ψ'_m через ψ_m мы получим выражение типа (П4.1), которое, по условию теоремы, не должно равняться нулю.

О РАБОТЕ В. А. КОТЕЛЬНИКОВА «НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ МОДЕЛЬНАЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА»

A. A. Гриб¹⁾

Работа представляет собой изложение нерелятивистской квантовой механики на языке классических представлений о существовании траектории частицы, поля, действующего на нее, и классической вероятности. Тем самым предлагаемая теория является одним из примеров того, что сегодня называется «теорией скрытых параметров». Это направление, идущее от работ Эйнштейна, считавшего, что квантовая механика «неполна» и требует расширения ее математического аппарата, развивалось в двадцатом веке Д. Бомом, Л. Де Бройлем и рядом других авторов. Сторонники теории скрытых параметров существуют и сегодня. В своих работах они усовершенствуют эту теорию, пытаясь сделать ее конкурентно способной со стандартной квантовой механикой, излагаемой в большинстве учебников. Забегая вперед, отметим, что трудности в этой теории возникают при попытке объединения ее с теорией относительности, что и является причиной ее недостаточной популярности. В. А. Котельников рассмотрел только нерелятивистскую теорию и потому с этими трудностями не столкнулся.

Скрытым параметром предполагается траектория микрочастицы, отличие поведения микрочастицы от поведения, описываемого классической физикой, объясняется особым квантовым потенциалом, определяемым через волновую функцию, удовлетворяющую уравнению Шредингера. Тем самым движение частиц по траекториям описывается классической теорией, но волновая функция управляет этим движением через квантовый потенциал. Роль волновой функции можно сравнить с ролью программы в компьютере, управляющей поведением физических частиц. Траектория частицы случайна, но эта случайность описывается классической теорией вероятности. Это означает, что, как и в статистической физике, траектория «существует» в природе как вполне определенная и лишь наше незнание делает ее «скрытой».

¹⁾ Гриб А. А. — доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры теоретической физики и астрономии РГПУ им. А. И. Герцена (С.-Петербург).

Заметим, что в стандартной квантовой механике траектория не существует в силу соотношений Гейзенберга, а не из-за нашего незнания, случайность же носит объективный характер и описывается не классической теорией вероятности, основанной на колмогоровской теории меры, а волновой функцией как амплитудой вероятности, определяемой на недистрибутивной решетке и являющейся вектором в гильбертовом пространстве.

В. А. Котельников, независимо от указанных нами авторов, в своей работе воспроизводит всю логику теории скрытых параметров, вводя свою терминологию и свои обозначения.

Современный обзор теории скрытых параметров можно найти в книгах [1, 2].

В отличие от Л. Де Бройля В. А. Котельников называет объединение частицы и поля волновой функции не «волной-пилотом», а «квантомон». Судя по отсутствию ссылок, В. А. Котельников не был знаком с работами указанного направления. Любопытно, однако, что он получает все основные результаты нерелятивистской квантовой механики на своем языке, аналогично тому, как это сделал в свое время Д. Бом.

К этим результатам относятся расплывание волнового пакета, анализ двухщелевого эксперимента и квантовая интерференция, построение теории стационарных состояний и теория атома водорода и осциллятора, теория нестационарных состояний и квантовых переходов.

В работе приведено много примеров и частных задач, отсутствующих в других книгах по теории скрытых параметров. Довольно островерным (хотя и совпадающим с Д. Бомом) рассуждением является объяснение туннельного эффекта за счет добавочного квантового потенциала «квазиполя» волновой функции, понижающего высоту барьера, что лишает туннельный эффект присущей ему таинственности и делает его понятным на языке классической физики.

Оценивая излагаемую теорию в целом, еще раз скажем, что нерелятивистская квантовая механика может быть изложена на языке скрытых параметров. К сожалению, однако, сегодня не существует ни одного эксперимента, подтверждающего существование траекторий микрочастиц, хотя попытки таких экспериментов делались по предложению Д. Бома и Л. Де Бройля, что, впрочем, не запрещает их существование на недоступном сегодня уровне планковских длин, где необходимо до сих пор неосуществленное квантование гравитации. Трудности теории скрытых параметров возникают в релятивистской теории, где на языке этой теории вообще не удается описать бозоны (частицы с целым спином). Стандартная же квантовая механика и возникшая на ее основе квантовая теория поля прекрасно с этой задачей справляется.

Другой трудностью является наличие сверхсветового воздействия за счет нелокальности квантового потенциала системы многих частиц, приводящего к нарушению неравенств Белла. В отличие от нелокальности в стандартной квантовой механике, также приводя-

щей к нарушению неравенств Белла, не противоречащей Лоренц-инвариантности, в теории скрытых параметров возникает нарушение Лоренц-инвариантности.

Работа В. А. Котельникова, независимо от отношения читателя к теории скрытых параметров, доставит ему удовольствие своей удивительно ясной и точной математикой.

Читатель практически ничего, за исключением предложенных ему задач, не должен делать сам, настолько подробно и понятно изложение материала.

Эта работа представляет несомненный методический интерес и будет интерес к принципиальным проблемам квантовой физики.

Литература

1. *A. A. Grib, W. A. Rodrigues, Jr., Nonlocality in quantum physics*, Kluwer Academic — Plenum Publisher, New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow (1999).
2. *D. Bohm and B. J. Hiley*, The Undivided Universe, New York: Routledge, 1993.

КОТЕЛЬНИКОВ Владимир Александрович

СОБРАНИЕ ТРУДОВ

Том 2

КОСМИЧЕСКАЯ РАДИОФИЗИКА И РАДИОАСТРОНОМИЯ

Редактор *Е.С. Артоболевская*
Оригинал-макет: *Д.П. Вакуленко*
Оформление переплета: *Н.В. Гришина*

Подписано в печать 26.05.09. Формат 60×90/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 24,75. Уч.-изд. л. 25. Тираж 100 экз.
Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерperiодика»
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;
<http://www.fml.ru>

Неизвестная типография

...
...
...
...

ISBN 978-5-9221-1119-5



9 785922 111195